ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE.
82

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean BUON

PREMIÈRE THÈSE

Mesure de la polarisation du proton de recul dans la diffusion élastique électron-proton

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le février 1965 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC — Président

BLANC-LAPIERRE
PEREZ Y JORBA
LEFRANÇOIS
} Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE.
82

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean BUON

PREMIÈRE THÈSE

Mesure de la polarisation du proton de recul dans la diffusion élastique électron-proton

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le février 1965 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC — Président

BLANC-LAPIERRE
PEREZ Y JORBA
LEFRANÇOIS
} Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.....M. ZAMANSKY

MM.	G. JULIA	T Analyse supérieure & algèbre supérieure
	PRENANT	T Anatomie et Histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minérolo & Cristal.
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biol. Végét. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique (ENS)
	CARTAN	T Mathématiques (ENS)
	LAFFITTE	T Chimie générale
	FAVARD	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biol. animale (SPCN)
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	DRACH	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géol. SPCN & Sédimentologie (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie Vég. (PCB)
	R. LUCAS	T Recherches Physiques
	A. THOMAS	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique Enseignement
	SOLEILLET	T Physique (PCB)
	FORTIER	T Mécanique Exp. des Fluides
	PETIT	T Biologie maritime
	QUENEY	T Météor. & dynamique atmosphérique
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie Vég. (SPCN)
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie Physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biol. générale (Orsay)
	GRIVET	T Radioélectricité (Orsay)
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithm. & Théorie des Nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromolécul.
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Miscroscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie & Phys. céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'Atmosph.
	DESTOUCHES	T Théories Physiques
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo & Cristallo.
	J.P. MATHIEU	T Physique Optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie (Orsay)
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie
	FELDMANN	T Biologie végét. marine
	GUINIER	T Physique des Solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des Probabilité et Phys. mathémat.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	BRELOT	T Calcul diff. & Intégr.
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique (ENS)
	DUGUE	T Statistique Mathém.
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiol. Vég. Appliq.
	MARECHAL	T Optique théor. & Appli.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la Nutrit.
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & Hist. Compar.
	EHRESMANN	T Topologie Algébrique
	FRANCON	T Physique (SPCN)
	GLANGEAUD	T Géographie Phys. & Géol.
	GODEMENT	T Mathématiques (MGP)
	PISOT	T Tech. Math. de la Phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique (MGP)
	RIZET	T Génétique (Orsay)
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques (MPC)
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL-PY	T Biologie végét. (PCB)
	PIAUX	T Chimie (MPC)
	BRUN	T Mécanique théorique des fluides
	LEDERER	T Chimie biolog. (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II (ENS)
	BELLAIR	T Géologie (SPCN)
	COTTE	T Physique électricité
	J.E. DUBOIS	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie (ENS)
	A. MICHEL	T Chimie minérale (Orsay)
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie Physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie Vég. (Orsay)
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo & cristallo.
	MOYSE	T Physiol. Végét. (Orsay)
	NOIROT	T Evolution des Etres Org.
	PANNETIER	T Chimie générale
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & Radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches Physiques
MM	GUINOCHET	T Biol. Vég. SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique (Orsay)
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématique Géné (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théor. des fluides
	G. LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie Physique
	BERTHELOT	T Phys. des particules Fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et Physique de l'Atmosphère
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiol.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	M. JULIA	T Etudes des Molécules complexes
	LENDER	T Biol. Animale SPCN- (Orsay)
	MAGAT	T Physico-Chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physiol. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie Vég. (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	M. CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physique Nucl. (Orsay)
	MATTLER	T physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo & Méca. Physique
	ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du globe
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie Biologique
	BAUDOIN	Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	T Géophysique-Ionosphère
	BOURREAU	T Botanique
	D. CURIE	Physique MGP
	DURAND-DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiol. végétale
	TORTRAT	T Calcul des Probabilités
	CAILLEUX	T Géologie (SPCN)
	MAGNAN	T Physique SPCN
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la chimie
		Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végét. SPCN
Mme	CHOQUET-BRUHAT	T Mécan. Analytique et Méca. céleste.
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécan. Phys. & Expérim.
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux Nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay) Géographie phys. et Géol. Dynamique
	CAIRE	Géographie phys. et Géol. Dynamique
	COMOLET	T Mécanique des Fluides
	CORABOEUF	T Physiol. animale (Orsay)
	DELLOUE	Physique de l'exosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	J. JULLIEN	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Tec hnique Math. de la Physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Phys. ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Phys. Nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche/Mer)
	BRUHAT	T Mathématiques MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Mathématique Propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique (CUS Orléans)
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théor. des fluides
	ROUBINE	T Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories Physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Mathémat. MPC (Orsay)
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Phys. Théor. des Hautes Energies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des Hautes Energies (Orsay)
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végét. Orsay
	DARS	Géologie struc. & Géol. appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLAVIN	T Mathématique propé. Orsay
	GAUDEMAR	Chimie Propéd.
	PEREZ Y JORBA	Phys. Exp. des Hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (Agrég. Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique

Secrétaire Général..... R. POULLAIN

REMERCIEMENTS

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Ce travail, effectué au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire installé à Orsay, a nécessité, pour être mené à bien, un effort important de la part de tous les services du laboratoire. Que tous sachent combien je leur en suis reconnaissant.

Je tiens à remercier plus particulièrement Monsieur le Professeur A. BLANC-LAPIERRE qui m'a permis d'utiliser toutes les possibilités du laboratoire, et qui a apporté son soutien à la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à témoigner ma gratitude à Monsieur le Professeur J. PEREZ Y JORBA et à Monsieur J. LEFRANCOIS qui m'ont dirigé, ainsi qu'à Monsieur J. C. BIZOT. Tous trois m'ont tellement appris et tellement aidé que ma dette envers eux est immense.

Je ne peux oublier non plus combien les conseils et l'enthousiasme de M. J. K. WALKER ont été précieux dans les débuts de ce travail.

J'exprime également ma gratitude à M. P. ROY dont la collaboration durant les expériences a été d'un grand secours.

Je remercie les physiciens qui ont accepté occasionnellement de nous aider dans nos expériences : MM. B. DELCOURT, P. BOUNIN, D. FRERE-JACQUE, NGUYEN NGOC HOAN et R. RISKALLA.

J'exprime ma gratitude à M. Jack JEANJEAN pour son dévouement inlassable dans la mise au point de l'appareillage et son aide durant les expériences, à M. J. ORTEGA aussi pour le soin qu'il a apporté à la construction des circuits électroniques.

Je suis très reconnaissant à M. B. MILMAN pour son aide dans l'implantation de l'appareillage expérimental et pour son soutien dans la conduite des expériences.

Je suis reconnaissant à M. V. ROUND et au Service de Technologie qu'il dirige pour la réalisation de la cible d'hydrogène liquide, des chambres à étincelles et des autres éléments du polarimètre.

Le dévouement de l'équipe de conduite de l'Accélérateur sous la direction de M. L. BURNOD a permis d'utiliser un faisceau d'énergie presque maximum pendant de très nombreuses heures.

Le concours du service des Aimants, sous la direction de M. B. BOUTOUYRIE, a été très précieux pour la réalisation, la mise en place et le fonctionnement des aimants utilisés dans notre appareillage.

De même le concours du service d'Electronique, sous la direction de M. G. I. ALON, a été essentiel pour la réalisation et l'entretien du matériel électronique de la salle de cible "I GeV" et des régulations des aimants.

J'ai été sensible à l'aide apportée par MM. J. VERLON et J. BRIQUIN et le service d'Entretien du Laboratoire dans les aménagements de la salle de cible et dans la mise en place du blindage.

Je remercie les personnes du service de l'ordinateur UNIVAC 1107 de la Faculté des Sciences pour leur aide dans la programmation des calculs et dans la lecture de 100.000 cartes perforées.

Je remercie le groupe d'étudiants qui ont eu la tâche ingrate de dépouiller 60.000 photos de chambres à étincelles.

Mlle F. GRIGY, Mmes Jack JEANJEAN et C. LENOBLE ont apporté un soin particulier à la dactylographie du texte, M. G. BAGADY au dessin des figures. Je les en remercie.

RÉSUMÉ

Nous avons réalisé une expérience pour vérifier la validité de l'approximation de Born au 1er ordre dans la diffusion élastique d'électrons de haute énergie sur des protons. Cette expérience consiste à mesurer la polarisation des protons de recul dans une diffusion élastique d'électrons ayant une énergie de 950 MeV et diffusant à un angle de 90° environ dans le système du centre de masse. Cette polarisation est proportionnelle au terme du 2ème ordre de l'approximation de Born (terme d'échange de 2 photons virtuels entre l'électron et le proton).

Nous avons fait diffuser le faisceau d'électrons fourni par l'accélérateur linéaire d'Orsay dans une cible d'hydrogène liquide dont la longueur utile est de 4 cm. Un spectromètre analyse les protons de recul émis à un angle de 40,3° dans le système du laboratoire, ceci correspondant à un quadritransfert d'impulsion de 15,4 Fermi^{-2}. Ce spectromètre a été réalisé à l'aide de deux quadrupôles et d'un aimant à champ uniforme. La résolution en quantité de mouvement obtenue est 1 % environ.

A la sortie du spectromètre la composante transverse de la polarisation du faisceau de protons a été mesurée dans un polarimètre. Celui-ci permet de faire diffuser les protons dans un bloc de carbone. L'asymétrie de cette 2ème diffusion donne la polarisation des protons.

Les trajectoires de chaque proton avant et après cette 2ème diffusion sont déterminées par un ensemble de 4 chambres à étincelles. Celles-ci sont déclenchées à l'aide de 5 compteurs à scintillation. Les directions des trajectoires sont mesurées avec une précision de l'ordre de 0,05° de façon à réduire les erreurs systématiques.

60.000 photos des chambres à étincelles ont été ainsi prises. 20.000 d'entre elles ont été retenues et ont servi aux mesures des trajectoires. Finalement 10.000 photos ont été utilisées dans le calcul de la polarisation.

La composante transverse de la polarisation a été calculée à l'aide d'une méthode dérivée de la méthode du maximum de vraisemblance. Cette méthode a été appliquée à la distribution observée de l'angle φ entre la normale au plan de la 2ème diffusion et la direction verticale. La détermination des trajectoires et le calcul de la polarisation ont été effectués à l'aide de l'ordinateur UNIVAC 1107 de la Faculté des Sciences d'Orsay.

Ce calcul de la polarisation donne pour valeur de la composante transverse perpendiculaire au plan de la diffusion élastique électron-proton :

$$0,040 \pm 0,027$$

On a obtenu aussi la valeur de la composante transverse parallèle au plan de la diffusion élastique électron-proton :

$$0,000 \pm 0,028$$

L'erreur indiquée est une moyenne quadratique de l'erreur statistique : 0,021 et de l'erreur systématique estimée : 0,017 et 0,018 respectivement pour les 2 composantes.

PREMIÈRE PARTIE

INTRODUCTION

A - CONSIDERATIONS THEORIQUES.

Il est habituel de calculer la section efficace de diffusion élastique électron-proton en se limitant au terme du 1er ordre du développement de Born. On obtient ainsi la formule de Rosenbluth [1]. Dans cette approximation on ne considère que l'amplitude d'échange d'un seul photon entre l'électron et le proton correspondant au diagramme de Feynman le plus simple (figure [1]).

L'intéraction considérée étant électromagnétique la série de Born est un développement en puissances de la constante de structure fine $\alpha = \frac{1}{137}$. La correction la plus importante à la formule de Rosenbluth est donnée par le terme du 2ème ordre : c'est-à-dire l'interférence entre l'amplitude d'échange d'un seul photon et celle correspondant aux diagrammes à 2 photons virtuels (figure [2]). Parmi ceux-ci les diagrammes M_1 et M_2 contribuent aux corrections radiatives qu'on sait calculer. Les diagrammes M_3 et M_4 correspondent à l'échange de 2 photons virtuels entre l'électron et le proton. Leur contribution reste inférieure à 1 % tant que l'énergie totale du système électron-proton et le quadritransfert d'impulsion sont suffisamment petits pour empêcher la formation au cours de l'intéraction d'états résonnants capables de compenser partiellement la faiblesse du couplage électromagnétique.

Or les expériences de diffusion élastique électron-proton se font à des énergies de plus en plus grandes, de l'ordre de I GeV et plus, pour lesquelles un certain nombre d'états résonnants sont possibles. On est donc conduit à essayer de mettre en évidence expérimentalement à ces énergies un effet dû à l'amplitude d'échange de 2 photons virtuels.

Un tel effet peut se manifester de trois manières différentes :

1/ Par une déviation de la section efficace par rapport à la formule de Rosenbluth [1]. D'après celle-ci la section efficace à un facteur cinématique près est une fonction linéaire de $\mathrm{Cotg}^2 \frac{\theta}{2}$ pour un quadritransfert constant (θ est l'angle de diffusion de l'électron dans le système du laboratoire). Gourdin et Martin [2], puis Flamm et Kummer [3] ont montré que les états à 2 photons de moments angulaires les plus bas donnant une contribution non nulle en α^3 sont $J^P = 1^+$ et $J^P = 2^+$ (J est le moment angulaire et P la parité). Mais ils ne donnent de déviation notable que pour θ petit. Les difficultés expérimentales pour faire des mesures précises de diffusion élastique à petit angle font que cette déviation est difficile à mettre en évidence. Effectivement elle n'a pu encore être observée [4].

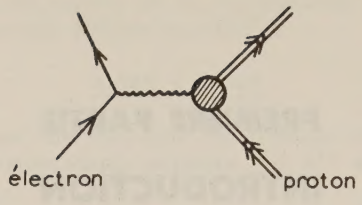


Figure 1 - Diagramme de Feynman du 1er ordre.

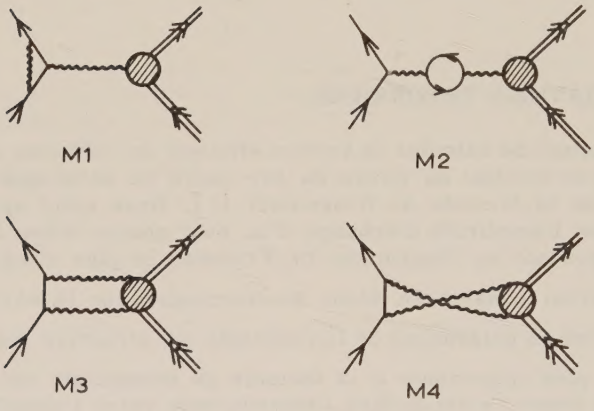


Figure 2 - Diagrammes de Feynman du 2ème ordre à 2 photons virtuels.

2/ Par une différence des sections efficaces de diffusion élastique électron-proton et positron-proton dans les mêmes conditions cinématiques. En effet le terme d'interférence entre l'amplitude d'échange d'un photon et celle de 2 photons change de signe si on remplace les électrons par des positrons. Yount et Pine [5], puis Browman, Liu et Schaerf [6] ont mesuré le rapport de la section efficace positron-proton à la section efficace électron-proton. Pour un quadritransfert de 19,5 Fermi^{-2} ces derniers ont obtenu pour la valeur de ce rapport : 1,08 ± 0,04.

3/ Par une polarisation du proton de recul dans la diffusion élastique. Cette polarisation est définie dans le système de référence où le proton est au repos par un vecteur dont les 3 composantes sont données par les valeurs moyennes des 3 opérateurs de spin. On appelle ce vecteur le vecteur polarisation. La polarisation est proportionnelle à l'interférence entre la partie imaginaire et la partie réelle de l'amplitude de diffusion. Au 1er ordre de l'approximation de Born l'amplitude est réelle et par conséquent la polarisation est nulle. Au contraire l'amplitude d'échange de 2 photons possède une partie imaginaire. En effet elle est fortement reliée à l'amplitude de l'effet Compton sur le proton et, comme celle-ci, comprend une partie importante d'absorption.

Notons que par suite de la conservation de la parité dans les intéractions électromagnétiques le vecteur polarisation doit être perpendiculaire au plan de la diffusion.

Les deux dernières manières de mettre en évidence cet échange de 2 photons sont complémentaires. En effet la différence des sections efficaces

positron-proton et électron-proton est proportionnelle à la partie réelle de l'amplitude de ce terme d'échange tandis que la polarisation est proportionnelle à la partie imaginaire.

Différents auteurs ont cherché à estimer l'importance de ce terme d'échange jusqu'à une énergie de l'ordre de I GeV, et particulièrement en tenant compte des résonances possibles. La correction à la partie réelle de l'amplitude totale dûe à la résonance pion-nucléon $\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right)$ ne dépasse pas 1 % [7]. L'influence de résonances dans la voie croisée a été aussi étudiée [2, 3], mais reste incertaine par suite de l'ignorance de la grandeur des couplages correspondants. Guérin et Piketty [8] ont calculé la polarisation du proton de recul en utilisant le modèle isobarique de Gourdin et Salin [9] pour évaluer la contribution de l'effet Compton virtuel, les isobares utilisés étant les 2 premières résonances pion-nucléon (à 1238 et 1512 MeV). Elles ont obtenu une polarisation inférieure à 0,01 pour des énergies d'électron allant jusqu'à I GeV.

B - PRECISION SUR LA MESURE DE LA POLARISATION.

Les considérations qui précèdent montrent l'intérêt de mesurer la polarisation du proton de recul. Mais elles indiquent aussi que celle-ci ne saurait être très supérieure à 0,01 et l'intérêt de cette mesure dépend beaucoup de la précision qu'on peut obtenir. Nous nous sommes donc fixé comme but de limiter le plus possible les erreurs expérimentales de façon à ce qu'elles soient de l'ordre de 0,01. Précisons que d'une façon générale la quantité mesurée expérimentalement n'est pas la polarisation P mais plutôt le produit de celle-ci par le pouvoir analyseur A du polarimètre employé. Alors l'erreur relative commise sur P est au moins égale à la précision avec laquelle est connu A. Soit en ignorant les autres causes d'erreurs :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta A}{A} \quad \text{ou} \quad \Delta P = P\frac{\Delta A}{A}$$

c'est-à-dire : l'incertitude sur A introduit une erreur sur P qui est proportionnelle à P. Si donc P est beaucoup plus petit que A, une erreur sur A cause une erreur beaucoup plus petite sur P. Autrement dit dans l'hypothèse où P est petit il n'est pas nécessaire de connaître le pouvoir analyseur du polarimètre avec grande précision. Ceci est notre cas puisque nous avons utilisé un polarimètre basé sur l'étude de la diffusion élastique des protons sur des noyaux de carbone, et le pouvoir analyseur de celui-ci n'est pas connu à mieux que 5 %.

C - CHOIX DES PARAMETRES CINEMATIQUES.

En dehors de la précision il reste encore à choisir les paramètres cinématiques de la diffusion élastique électron-proton à savoir : l'énergie E des électrons incidents et leur angle θ de diffusion. D'après ce qui précède il y a intérêt à prendre E aussi grand que possible. Nous sommes évidemment limités par l'énergie maximum (1000 MeV) que peut fournir l'accélérateur utilisé. Nous avons donc choisi :

$$E = 950 \text{ MeV}$$

Quant à l'angle de diffusion θ des électrons il n'y a pas d'argument théorique permettant un choix précis et dans leurs calculs Guérin et Piketty [8] ont obtenu une distribution angulaire de la polarisation variant doucement avec θ sauf aux petits angles.

Nous avons choisi :

$$\theta = 91,2 \text{ degré}$$

dans le système du centre de masse. La direction de recul du proton fait alors un angle de 40,3 degré avec celle de l'électron incident dans le système du laboratoire. Le quadritransfert d'impulsion est alors :

$$q^2 = 15,4 \text{ Fermi}^{-2}$$

Du point de vue expérimental ce choix est judicieux pour deux raisons :

1/ Le proton de recul a une énergie cinétique de 324 MeV pour laquelle le pouvoir analyseur du carbone est déjà important (0,60 environ). Au contraire pour des énergies cinétiques supérieures (correspondant à des angles de diffusion plus grands) celui-ci devient très faible et il faut ralentir les protons avant de pouvoir les analyser. On en perd alors une fraction importante par intéractions nucléaires dans le matériau ralentisseur. En plus la section efficace de la diffusion élastique est plus petite. Alors la durée de l'expérience augmente considérablement par suite de la diminution du taux de comptage.

2/ On observe aussi les protons de recul produits par deux réactions parasites : photoproduction de mésons π° sur l'hydrogène :

$$\gamma + p \longrightarrow p + \pi^\circ$$

et électroproduction de mésons π° :

$$e + p \longrightarrow e + p + \pi^\circ$$

Il est nécessaire de séparer ces protons parasites, d'autant plus qu'ils sont fortement polarisés [10]. Pour l'angle θ choisi la quantité de mouvement maximum de ceux-ci est inférieure de 2 % à celle des protons de la diffusion élastique. Une séparation magnétique de ces protons est alors possible dans un spectromètre tel que celui que nous avons construit. Pour des angles θ plus grands la différence de quantité de mouvement devient plus petite et la séparation plus difficile.

Le tableau (I) résume les valeurs des principaux paramètres cinématiques correspondants de la diffusion élastique électron-proton.

Tableau I

Paramètres cinématiques de la diffusion élastique électron-proton

Energie cinétique des électrons incidents :	$E_o = 950$ MeV
Angle de diffusion des électrons dans le système du centre de masse :	$\theta = 91,2°$
Angle de diffusion des électrons dans le système du laboratoire :	$\theta_e = 60,8°$
Angle entre la direction de recul des protons et la direction des électrons incidents :	$\theta_p = 40,3°$
Quadritransfert d'impulsion :	$q^2 = 15,4$ Fermi^{-2}
Energie cinétique des protons de recul :	$T_p = 324$ MeV
Quantité de mouvement des protons de recul :	$P = 845$ MeV
Energie totale des protons de recul :	$E = 1263$ MeV
Vitesse des protons de recul :	$\beta = 0,67$ C

DEUXIÈME PARTIE

APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL

CHAPITRE (II. 1) : L'ACCÉLÉRATEUR

La figure [3] rappelle le plan général de l'accélérateur linéaire d'électrons d'Orsay. Celui-ci est décrit en détail dans la littérature [11, 12]. On se bornera ici à rappeler les caractéristiques du faisceau obtenu dans la salle de cible "I GeV".

A la sortie des 16 sections accélératrices (nombre porté à 17 depuis la fin de l'année 1962) on obtient un faisceau d'électrons d'énergie moyenne variable entre 300 et 1000 MeV. Il est constitué par un train d'impulsions ayant une fréquence de répétition de 50 par seconde. La durée de chacune d'entre elles étant au maximum de 1 μs. Le courant électrique moyen transporté par le faisceau direct est de l'ordre de 2 μA. Ses dimensions sont approximativement celles d'une tache d'un diamètre de 10 mm et sa divergence angulaire est environ 10^{-3} radian.

Avant d'entrer dans la salle de cible "I GeV" le faisceau est analysé en quantité de mouvement [12] par un système de déviation magnétique dont la figure [4] donne un schéma.

Il comprend essentiellement 3 aimants identiques à champ uniforme. Leur angle de déviation est 28°. Le centre de chacun d'entre eux est placé au foyer radial de celui qui le précède et les faces d'entrée et de sortie sont perpendiculaires au rayon moyen du faisceau. Il en résulte que l'ensemble constitue un système afocal ayant les caractéristiques suivantes :

- grandissement linéaire = - 1
- grandissement angulaire = - 1
- dispersion = 0

La fente d'analyse de largeur variable est placée juste avant la face d'entrée du 2ème aimant. Deux quadrupoles situés après le 3ème aimant permettent de focaliser le faisceau à une distance variable dans la salle de cible. Deux bobines de guidage permettent de déplacer ce foyer perpendiculairement à la direction moyenne du faisceau. Un collimateur placé avant le 1er aimant limite les dimensions géométriques du faisceau entrant. Le faisceau obtenu au foyer du système de quadrupoles a en moyenne un diamètre de 5 mm et on mesure son énergie avec une précision de 0,3 %.

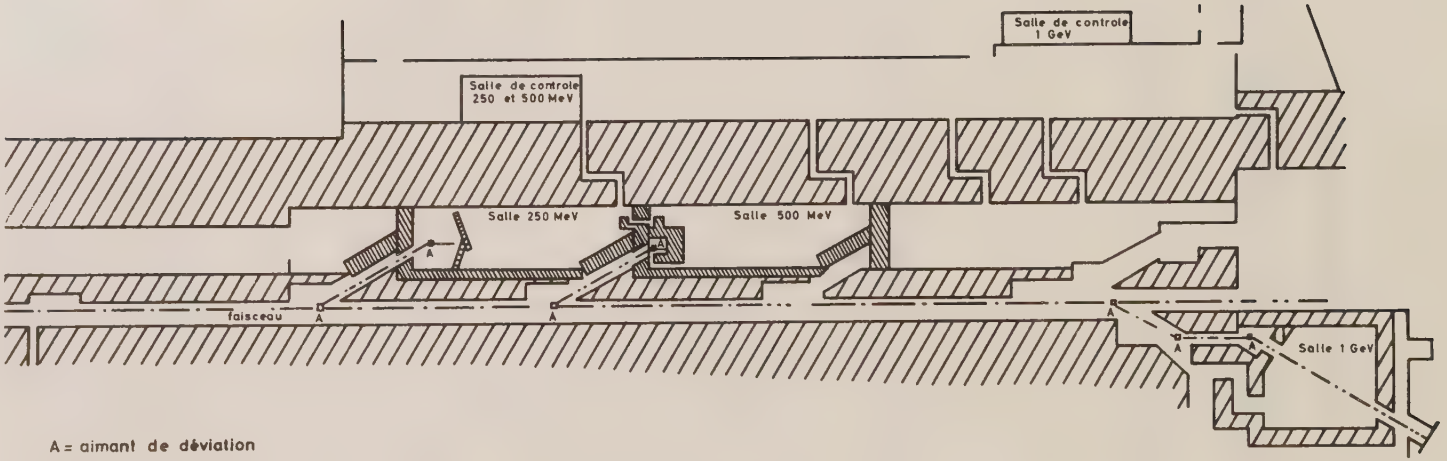


Figure 3 - Plan d'ensemble de l'accélérateur.

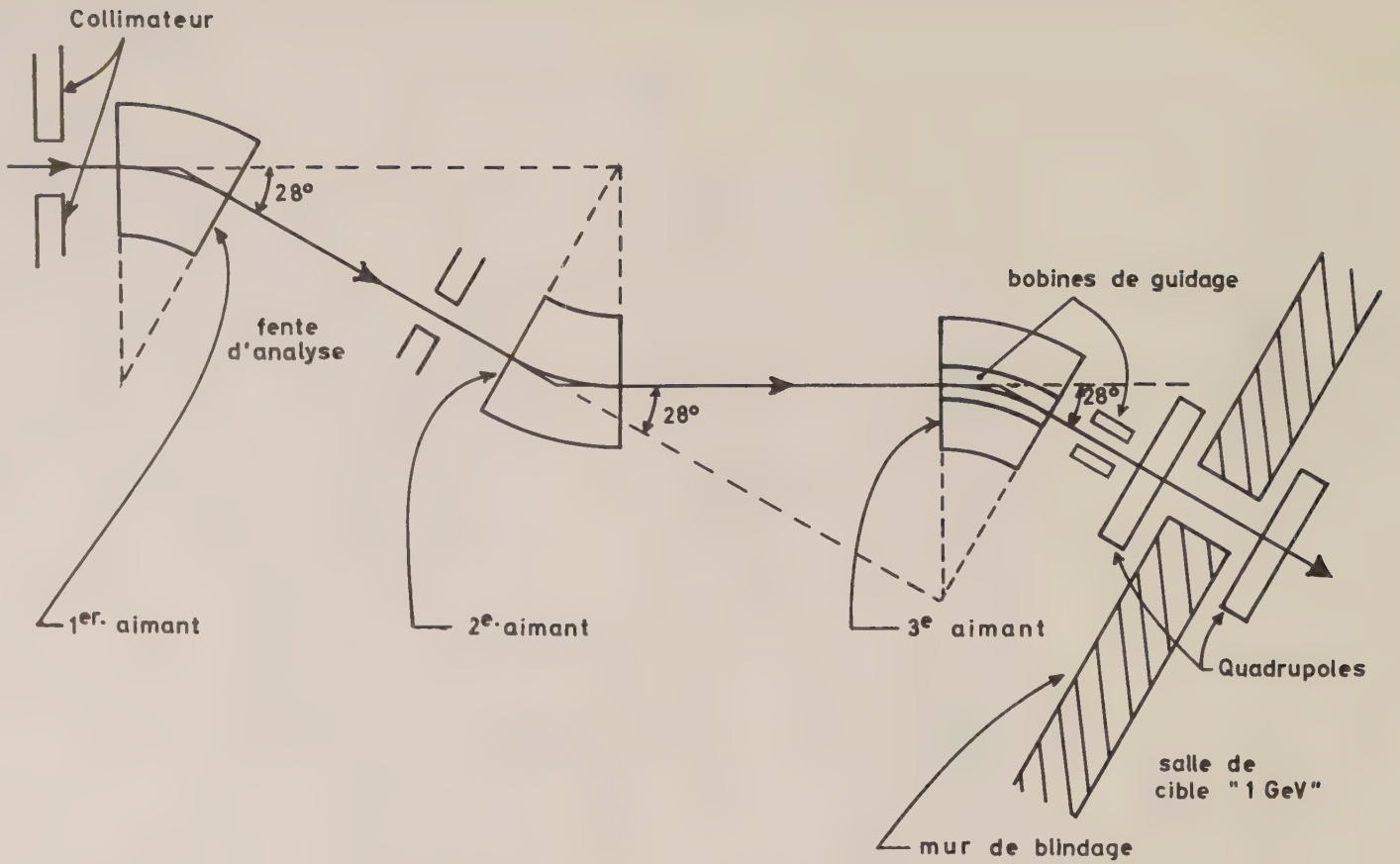


Figure 4 - Schéma du système de déviation magnétique à I GeV.

CHAPITRE (II. 2) : LA CIBLE D'HYDROGÈNE LIQUIDE

Nous avons utilisé une cible d'hydrogène liquide qui a été réalisée au service de technologie du laboratoire sous la direction de M. Round. Celle-ci comprend deux parties : le cryostat et la cible elle-même constituée par un appendice fixé au cryostat.

La figure (5) donne le schéma du cryostat. Celui-ci est du type mis au point par MM. Walker, Burq et Round, et décrit en détail dans leur pu-

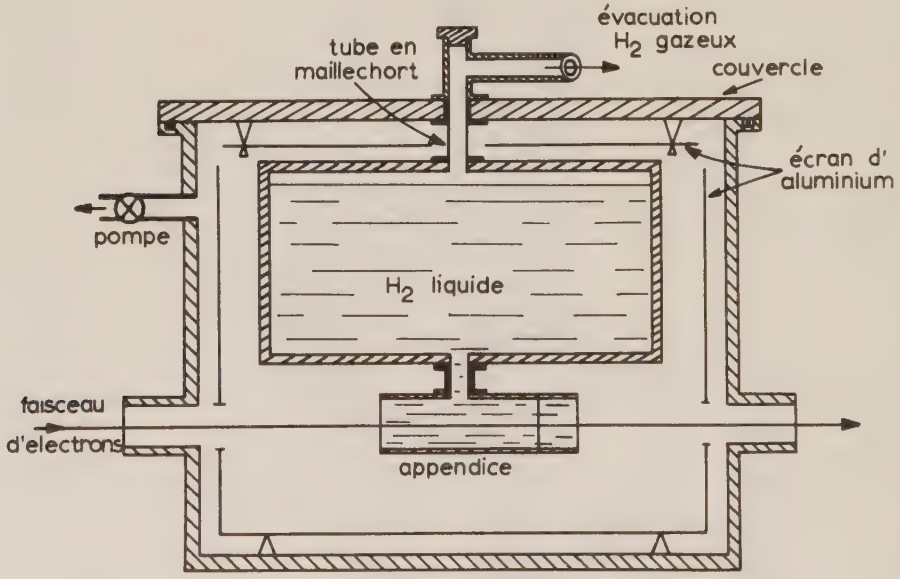


Figure 5 - Cryostat d'hydrogène liquide (coupe par un plan vertical).

blication [13]. Rappelons qu'il comprend essentiellement un réservoir d'hydrogène liquide d'une contenance de 10 litres isolé thermiquement par une enceinte à vide et par des écrans de radiation. Deux fenêtres fermées par des feuilles d'aluminium d'épaisseur 120 μ sont placées à l'entrée et à la sortie du faisceau d'électrons. Des fenêtres fermées par des feuilles de Mylar d'épaisseur 190 μ permettent la sortie des particules diffusées dans la cible.

Par suite des fuites thermiques le cryostat a dû être rempli toutes les 20 heures environ. Le niveau d'hydrogène liquide dans le cryostat a été controlé à l'aide d'un appareil de mesure (système à capacité) construit par M. Jeanjean. Nous avons utilisé aussi un système de remplissage à distance.

L'appendice dont le schéma est donné par la figure [6] est constitué par un corps en laiton fixé sous le réservoir du cryostat et communique avec

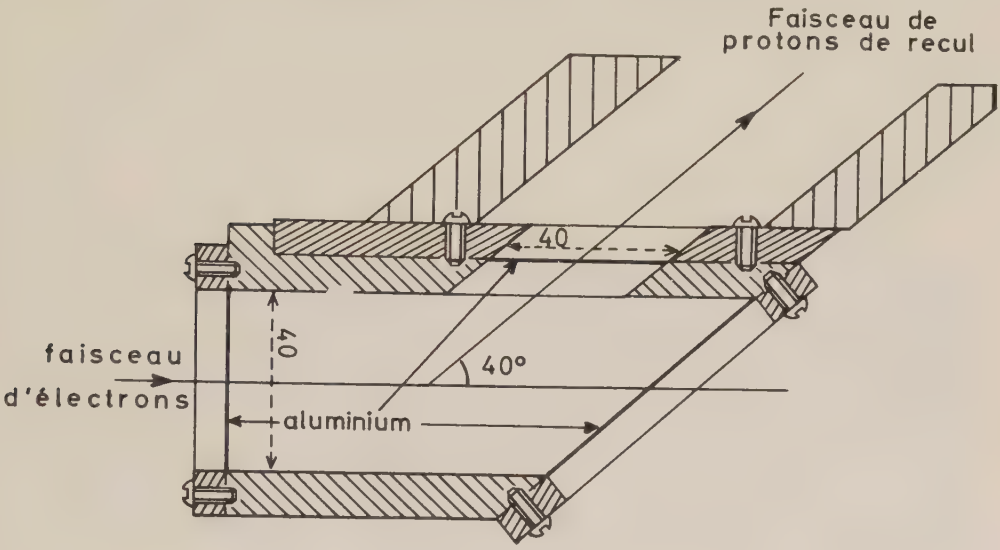


Figure 6 - Coupe horizontale de l'appendice

celui-ci. Il possède 3 fenêtres fermées par des feuilles d'aluminium d'épaisseur 60 μ. Deux de ces fenêtres sont placées à l'entrée et à la sortie du faisceau d'électrons. La troïsième orientée à 40° par rapport à la direction du faisceau incident permet la sortie des particules diffusées. Nous avons choisi cette forme spéciale de l'appendice pour que les protons émis par l'aluminium des fenêtres d'entrée et de sortie du faisceau d'électrons dans la direction de notre système de détection soient obligés de traverser le corps en laiton de l'appendice. Ceci permet de ralentir ces protons et diminue ainsi le taux de comptage parasite observé en absence d'hydrogène dans la cible. Cet effet a encore été augmenté à l'aide de deux pièces de laiton d'une longueur de 5 cm placées sur la trajectoire de ces protons.

L'épaisseur d'hydrogène liquide traversée par le faisceau d'électrons est de 9,5 cm. La troisième fenêtre limite à 4 cm l'épaisseur d'hydrogène observée par notre appareillage de détection. La section d'hydrogène présentée au faisceau d'électrons est 4×6 cm^2. Elle est suffisamment grande pour éviter qu'une fraction de ce faisceau ne frappe le corps en laiton.

CHAPITRE (II. 3) : LE SPECTROMÈTRE

A - CARACTERISTIQUES RECHERCHEES.

Nous avons utilisé un système d'analyse magnétique, ou spectromètre, pour sélectionner les protons de la diffusion élastique émis dans un petit angle solide dont le rayon moyen est horizontal et fait un angle de 40,3° avec la direction du faisceau d'électrons. En effet il faut séparer ces protons du rayonnement de bruit de fond très intense qui les accompagne. Celui-ci comprend en particulier des protons d'énergie plus petite, des mésons π^+, des positrons, etc...

Les principales caractéristiques que nous avons recherchées pour ce spectromètre sont :

1/ Une résolution en quantité de mouvement de l'ordre de 1 % pour pouvoir séparer les protons provenant des réactions de photoproduction et d'électroproduction du méson π° sur l'hydrogène :

$$\gamma + p \longrightarrow \pi^\circ + p$$

$$e + p \longrightarrow e + \pi^\circ + p$$

En effet l'énergie maximum de ceux-ci est inférieure de 11 MeV seulement à celle des protons de la diffusion élastique soit une différence de 2 % en quantité de mouvement.

2/ Une ouverture correspondant à un angle solide accepté au moins égal à un millistéradian pour avoir un taux de comptage raisonnable (de l'ordre de 10 protons/s).

3/ Une faible divergence angulaire du faisceau à la sortie du spectromètre afin qu'il ait une bonne définition géométrique dans le polarimètre placé après. C'est la condition pour pouvoir séparer facilement les protons subissant une deuxième diffusion dans l'analyseur de ceux n'en subissant pas.

4/ Une distance focale pas trop grande pour que l'ensemble de l'appareillage puisse tenir à l'intérieur de la salle de cible.

B - CARACTERISTIQUES DES ELECTROAIMANTS.

Nous avons réalisé ce spectromètre avec 2 quadrupoles identiques et un aimant à champ uniforme.

Les caractéristiques des quadrupoles sont :

- gradient de champ maximum : 1 KGauss/cm
- longueur des pièces polaires : 300 mm
- diamètre du cercle de gorge : 200 mm

L'aimant est identique à ceux du système de déviation du faisceau d'électrons avant la salle de cible "I GeV".

Ses caractéristiques sont :

- angle de déviation : 28°
- rayon de courbure moyen : 433 cm
- largeur des poles : 35,5 cm
- entrefer : 7 cm

C - CHOIX DES PARAMETRES DU SPECTROMETRE.

Les paramètres du spectromètre à déterminer sont : la position de chaque aimant et le courant électrique dans ses bobines. Ces paramètres ont été calculé à l'aide de l'approximation du 1er ordre pour l'optique magnétique. Le tableau (II) donne les valeurs ainsi obtenues pour les principaux paramètres. Les tableaux (III) et (IV) donnent les caractéristiques calculées des foyers dans le plan horizontal et dans le plan vertical. La figure [7] donne un schéma des trajectoires des protons dans ces 2 plans.

Tableau II.

Paramètres du spectromètre.

Distance cible-centre du 1er quadrupole :		1,8 m
Distance entre les centres des deux quadrupoles :		1,35 m
Distance entre le centre du 2ème quadrupole et la face d'entrée de l'aimant :		0,53 m
Distances focales du 1er quadrupole	dans le plan horizontal	- 0,91 m
	dans le plan vertical	1,03 m
Distances focales du 2ème quadrupole	dans le plan horizontal	1,50 m
	dans le plan vertical	- 1,37 m
Angle de déviation du rayon moyen dans l'aimant :		42°
Angle du rayon moyen avec les faces d'entrée et de sortie de l'aimant :		7°

Tableau III

Caractéristiques du foyer du spectromètre dans le plan vertical.

Distance entre la face de sortie de l'aimant et le foyer : 1,20 m

Matrice de transport de la cible au foyer :

$$\begin{pmatrix} x' \\ \theta' \\ \frac{\Delta P'}{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -4,612 & 0 & 0 \\ -1,010 & -0,218 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \frac{\Delta P}{P} \end{pmatrix}$$

(les longueurs x et x' sont en mètres ; les angles θ et θ' sont en radians).

Tableau IV

Caractéristiques des foyers du spectromètre dans le plan horizontal.

Distance entre la face de sortie de l'aimant et le foyer "avec compensation" : 0,75 m

Matrice de transport de la cible au foyer "avec compensation :

$$\begin{pmatrix} x' \\ \theta' \\ \frac{\Delta P'}{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} +0,117 & 0 & +1,266 \\ -0,821 & -2,438 & +0,701 \\ 0 & 0 & +1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \frac{\Delta P}{P} \end{pmatrix}$$

Distance entre la face de sortie de l'aimant et le foyer "sans compensation" : 1,64 m

Matrice de transport de la cible au foyer "sans compensation" :

$$\begin{pmatrix} x' \\ \theta' \\ \frac{\Delta P'}{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0,617 & 0 & +1,893 \\ -0,821 & -1,632 & +0,701 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \frac{\Delta P}{P} \end{pmatrix}$$

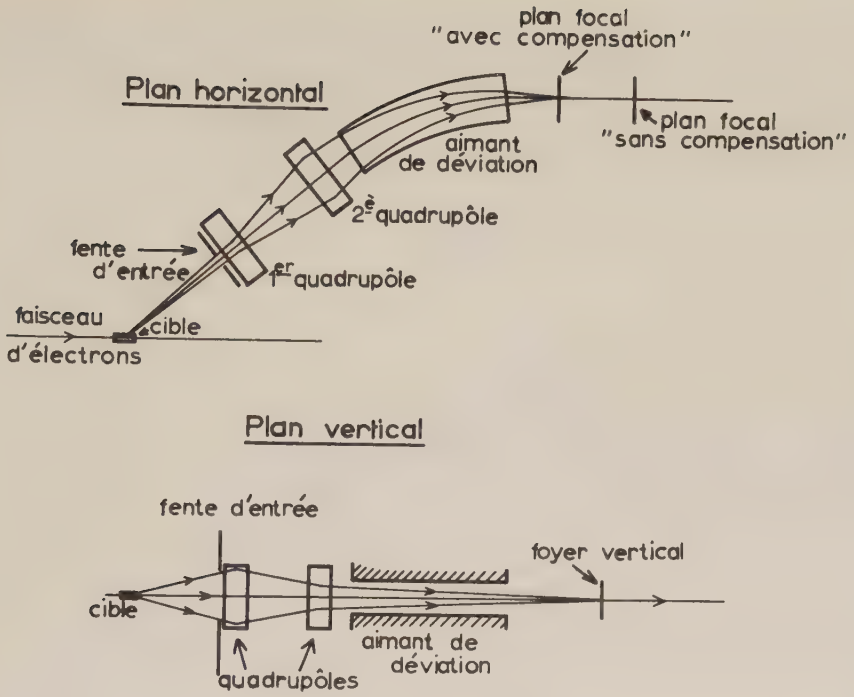


Figure 7 - Schéma des trajectoires des protons dans un plan horizontal et dans un plan vertical.

Dans ces calculs nous avons été guidé par les considérations suivantes :

1/ Focalisation des quadrupoles.

Les sens de circulation du courant dans les quadrupoles ont été choisis de telle sorte que le premier quadrupole (celui qui est le plus près de la cible) se comporte comme une lentille divergente pour des rayons situés dans un même plan horizontal, et le deuxième quadrupole comme une lentille convergente. Ce choix a été fait pour deux raisons :

a) pour avoir un grandissement linéaire inférieur à 1 dans le plan horizontal. L'image de la cible est alors plus petite et la résolution en quantité de mouvement du spectromètre est plus grande. En effet la résolution est partiellement limitée par la grandeur de cette image.

b) pour avoir après le deuxième quadrupole un faisceau de petite dimension verticale qui puisse passer tout entier dans l'entrefer de l'aimant.

2/ Angle de déviation des protons.

En principe le rayon moyen de l'aimant est dévié de 28°. Mais il est possible d'obtenir une déviation plus grande en choisissant pour le faisceau de protons un rayon moyen ayant une plus grande longueur dans l'entrefer. Ce rayon n'est plus alors perpendiculaire aux faces d'entrée et de sortie. On augmente ainsi la résolution en quantité de mouvement, mais en même temps le faisceau de protons à la sortie se rapproche du faisceau d'électrons

et on est limité dans ce sens par la nécessité de placer entre le polarimètre et ce dernier une grande épaisseur de blindage. Nous avons donc établi un compromis en choisissant un angle de 42° pour la déviation des protons dans l'aimant. A la sortie les protons sont presque parallèles au faisceau d'électrons et en sont éloignés de 3,8 m. Le rayon moyen des protons fait un angle de 7° avec celui de l'aimant à l'entrée et à la sortie.

3/ Focalisation "avec compensation".

Au voisinage de l'angle de diffusion de 40,3° la quantité de mouvement des protons varie de 1,15 % quand leur angle de diffusion varie de 0,01 radian. Nous avons limité l'angle solide accepté à l'aide d'une fente située à 1,55 m de la cible et ayant une largeur de 4 cm dans le sens horizontal. Alors la variation totale de leur quantité de mouvement est de 3 % Dans ces conditions on ne peut pas séparer les protons provenant des réactions de production du méson π° puisque la quantité de mouvement maximum de ces protons est inférieure de 2 % seulement à celle des protons de la diffusion élastique. Pour éviter de diminuer l'angle solide accepté il est donc nécessaire de compenser cette variation de la quantité de mouvement. Pour ceci il faut faire converger en un même point d'un plan focal tous les protons diffusés élastiquement à différents angles et venant d'un même point de la cible. La figure [8] montre schématiquement qu'un tel plan existe et qu'il est situé avant le plan focal ordinaire dans le cas où l'aimant dévie les protons en les rapprochant du faisceau d'électrons. En effet considérons un proton n° 1 émis à un angle plus petit que celui du rayon moyen il a une énergie E_1 plus grande que l'énergie moyenne E_o. Il est donc moins dévié

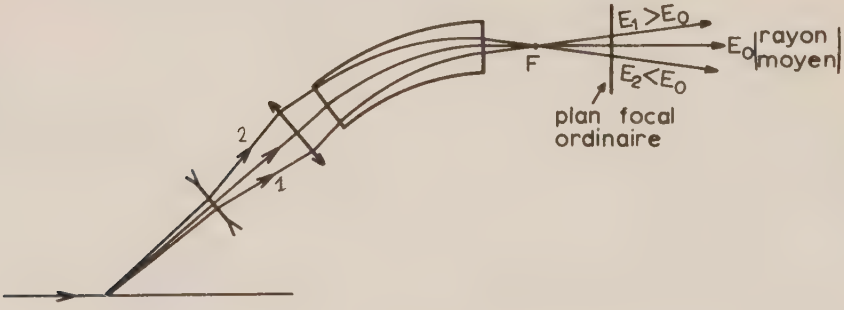


Figure 8

que le rayon moyen et sa trajectoire recoupe celui-ci avant le plan focal. Inversement un proton n° 2 émis à un angle plus grand a une énergie E_2 plus petite et sa trajectoire recoupe aussi le rayon moyen avant le plan focal. L'approximation du 1er ordre pour l'optique de ces rayons indique que les rayons 1 et 2 recoupent le rayon moyen en un même point F appelé "foyer avec compensation" pour le distinguer du foyer ordinaire ou "foyer sans compensation". Les foyers "avec compensation" des différents points de la cible constituent un plan appelé "plan focal avec compensation".

Dans l'autre cas où l'on dévie les protons en les écartant du faisceau d'électrons, il existe aussi un plan focal "avec compensation" mais situé après le plan focal "sans compensation". Mais le premier cas à l'avantage de donner un grandissement linéaire plus petit dans le plan focal "avec compensation". En effet la figure [9] montre qu'un faisceau de rayons parallèles et monocinétiques convergent en un point 1 situé avant le foyer "sans compensation". Le grandissement linéaire est proportionnel à la distance entre ce point 1 et le foyer "avec compensation". On a donc un grandissement linéaire plus petit quand ce foyer est situé avant le foyer "sans compensation".

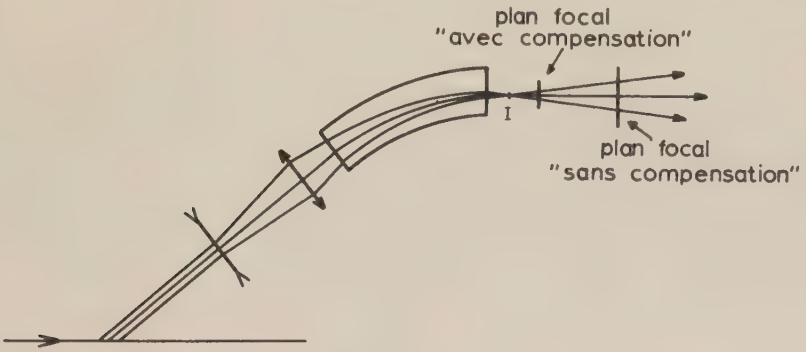


Figure 9

D - DISCUSSION DES CARACTERISTIQUES CALCULEES.

1/ Résolution en quantité de mouvement.

La dispersion calculée du spectromètre dans le plan focal "avec compensation" est :

$$\frac{1}{P} \times \frac{\Delta P}{\Delta X} = 7,9.\ 10^{-3}\ cm^{-1}$$

En fonction de cette dispersion la résolution en quantité de mouvement du spectromètre est limitée par plusieurs facteurs :

a) la grandeur de l'image de la cible qui est de 3,5 mm et correspond donc à une variation de la quantité de mouvement des protons :

$$\frac{\Delta P}{P} = 0,28\ \%$$

b) la diffusion multiple des protons dans le spectromètre. Dans le cas où le milieu traversé par les protons dans le spectromètre est de l'air, un calcul approximatif nous a permis d'évaluer cet effet. Nous avons obtenu :

$$\frac{\Delta P}{P} \simeq 1\ \%$$

On a intérêt à remplacer l'air par de l'hélium car la diffusion multiple est 4 fois plus faible dans celui-ci. Ceci a été réalisé à l'aide d'un sac en polythène gonflé à l'hélium, allant de la cible jusqu'au plan focal "avec compensation" et passant à travers les aimants. On obtient ainsi :

$$\frac{\Delta P}{P} \simeq 0,25\ \%$$

c) la largeur de la fente d'analyse des électrons qui est variable mais que nous avons fixée à une valeur correspondant à :

$$\frac{\Delta P}{P} = 0,66\ \%$$

d) la diffusion multiple des électrons et des protons dans l'hydrogène de la cible. Cet effet est nul dans le plan focal "sans compensation", mais pas dans le plan focal "avec compensation" pour la raison suivante : cette diffusion multiple introduit une différence entre l'angle de diffusion réel du proton et son angle de sortie de la cible. Cette variation d'angle n'est pas compensée par une variation de la quantité de mouvement et produit une variation du point de focalisation dans le plan focal "avec compensation". L'effet dû à la diffusion multiple des électrons est $\frac{\Delta P}{P} = 0,18\ \%$ et celui dû à la diffusion multiple des protons :

$$\frac{\Delta P}{P} = 0,25\ \%$$

En ajoutant quadratiquement ces divers facteurs on obtient une résolution totale de l'ordre de 1,1 %, suffisante pour séparer les protons provenant des réactions de production du méson π^o.

2/ Angle solide

Nous avons placé juste avant le premier quadrupole, c'est-à-dire à 1,55 m du centre de la cible, une fente d'entrée en laiton de 2 cm d'épaisseur et ayant la forme indiquée par la figure [10]. Elle a 4 cm de large et 12,8 cm de haut. Ces dimensions ont été calculées pour que le faisceau de protons passe ensuite dans les électro-aimants sans toucher les pièces polaires ni passer dans des régions où le champ magnétique n'est pas correct. Dans ces conditions on a un angle solide :

$$\Omega = 1,63\ \text{mster}$$

3/ Divergence angulaire des protons après le spectromètre.

Celle-ci est limitée par les dimensions de la fente d'entrée. Dans le plan horizontal on a un demi-angle de convergence de 0,031 radian, et dans le plan vertical 0,009 radian.

E - VERIFICATION EXPERIMENTALE DU SPECTROMETRE

Nous avons effectué deux sortes de vérification sur le fonctionnement de ce spectromètre.

Figure 10 - Fente d'entrée du spectromètre.

1/ Méthode du fil flottant.

On sait qu'un fil conducteur souple soumis à une tension T et parcouru par un courant I épouse dans un champ magnétique la trajectoire d'une particule de charge e et de quantité de mouvement P donnée par la relation :

$$P_{MeV/c} = 2,943 \frac{T_g}{I_A}$$

Nous avons utilisé cette méthode pour étudier les trajectoires des protons dans les aimants et mesurer un certain nombre de paramètres.

a) *Etalonnage des quadrupôles*

Nous avons mesuré les distances focales des quadrupoles en fonction du courant dans les bobines. Ceci nous a montré que la saturation de l'acier commence à se manifester à partir d'un courant de 435 A (le courant maximum est 700 A). Nous avons étudié les aberrations d'un quadrupole. Celles-ci sont définies comme la variation de la distance focale pour différentes trajectoires. Cette variation est inférieure à 1 % tant que la trajectoire passe à l'intérieur d'un cercle de rayon 9 cm placé au centre du quadrupole. La saturation n'augmente pas ces aberrations.

b) *Système de 2 quadrupôles*

Nous avons mesuré les distances focales horizontales et verticales pour l'ensemble des 2 quadrupoles et elles sont en accord avec les valeurs calculées. Nous avons aussi étudié les aberrations définies comme précédemment. Il en résulte que l'image d'un point de la cible est une tache ayant un diamètre d'environ 5 mm.

c) *Système complet*

Nous avons mesuré les distances focales horizontales et verticales. Nous avons retrouvé à 0,6 % près la distance focale horizontale calculée. La précision sur la distance focale verticale est beaucoup moins bonne car d'une part la convergence verticale des rayons à la sortie de l'aimant est très faible et d'autre part le poids du fil est important, sa longueur étant de 6 m environ. Nous avons enfin mesuré la dispersion que nous avons trouvée égale à celle calculée à 2 % près.

2/ Méthode du pic élastique.

Elle consiste à tracer un spectre des protons diffusés élastiquement dans le plan focal "avec compensation" à l'aide d'un petit compteur placé dans ce plan. Nous avons utilisé un compteur de largeur 3 mm correspondant à $\frac{\Delta P}{P} = 0,24$ %. La figure [11] donne la forme de ce spectre. La lar-

geur à mi-hauteur du pic élastique donne la résolution du système. Nous avons trouvé 0,9 % avec une largeur de bande d'énergie des électrons égale à 0,5 %.

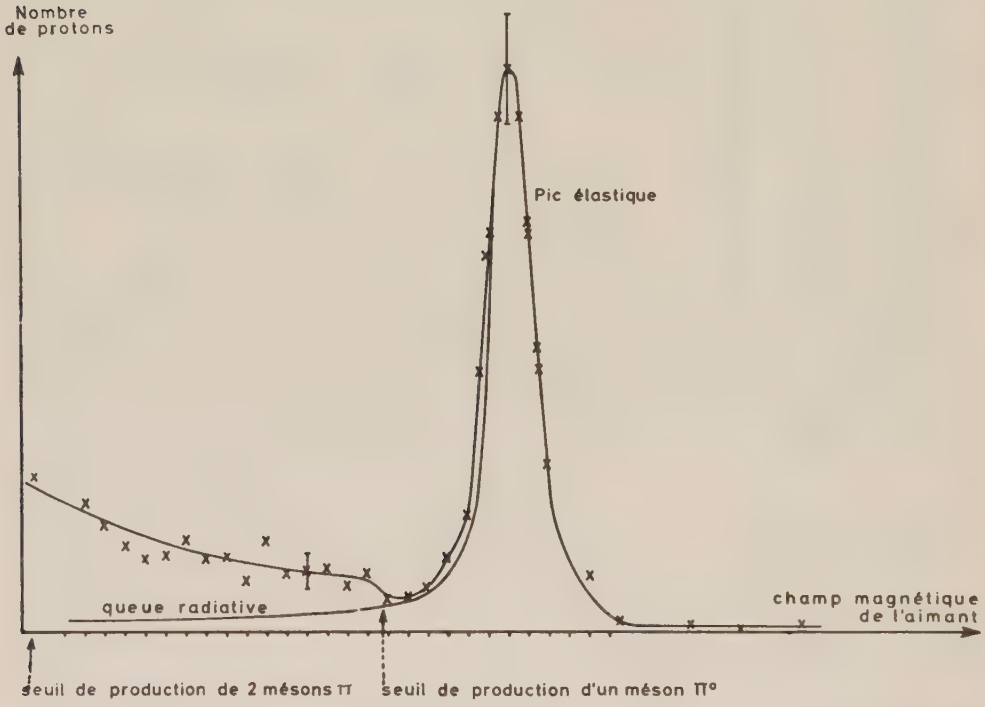


Figure 11 - Spectre des protons de recul.

CHAPITRE (II. 4) : LE POLARIMÈTRE

A - METHODE DE MESURE DE LA POLARISATION

Le vecteur polarisation $\vec{P}$ d'un faisceau de protons peut être décomposé en une composante $\vec{P}_l$ parallèle à la direction moyenne du faisceau et une composante $\vec{P}_t$ perpendiculaire à cette direction. $\vec{P}_l$ est appelée polarisation longitudinale et $\vec{P}_t$ polarisation transverse.

Pour mesurer la polarisation transverse on fait diffuser le faisceau sur des noyaux, et on mesure l'asymétrie de la probabilité de diffusion par rapport au plan π défini par le rayon moyen du faisceau et la direction du vecteur polarisation $\vec{P}$. En effet la section efficace différentielle d'une telle diffusion est donnée par l'expression :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_o}{d\Omega}(\theta)\,(1 + A\,\vec{P}.\vec{n})$$

θ est l'angle de diffusion, $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal au plan de diffusion, $\frac{d\sigma_o}{d\Omega}(\theta)$ la section efficace différentielle pour des protons non polarisés. A est un facteur, appelé pouvoir analyseur, compris entre 0 et 1. Il dépend du noyau diffuseur, de l'angle θ, de l'énergie des protons et aussi de l'état du noyau diffuseur après la diffusion.

Nous avons vu dans l'introduction que le vecteur polarisation des protons de la diffusion élastique est perpendiculaire au plan de diffusion. Or le spectromètre sélectionne un faisceau de protons dont le rayon moyen est horizontal. Le vecteur polarisation de ce faisceau est donc vertical. Et il suffit de mesurer la composante verticale de la polarisation transverse : c'est-à-dire de faire subir aux protons à la sortie du spectromètre une deuxième diffusion et de mesurer l'asymétrie de la probabilité de diffusion par rapport au plan vertical π contenant le rayon moyen du faisceau.

Une première méthode consiste à compter simultanément le nombre G de protons diffusés à gauche du plan π et le nombre D de ceux diffusés à droite (la droite et la gauche sont ici définies pour un observateur placé dans le plan π et regardant dans la direction de propagation du faisceau). On définit l'asymétrie α :

$$\alpha = \frac{G - D}{G + D}$$

La polarisation est :

$$P = C\,\alpha$$

C est un coefficient dépendant du pouvoir analyseur A de chaque diffusion. Il est supérieur à 1.

Une autre méthode consiste à mesurer pour chaque proton diffusé l'angle φ entre la normale au plan de la 2ème diffusion et la direction verticale. On en déduit une estimation statistique de la polarisation P sachant que la densité de probabilité de φ est de la forme :

$$f(\varphi) = \frac{1}{2\pi} (1 + PA \cos \varphi)$$

si toutes les valeurs de l'intervalle $0,2\ \pi$ sont expérimentalement possibles pour φ. C'est cette méthode que nous avons utilisée.

Comme noyau diffuseur nous avons choisi le carbone 12. Il a l'avantage d'avoir un pouvoir analyseur élevé et variant peu en fonction de l'énergie E des protons et de leur angle de diffusion θ. Ceci est valable pour E compris entre 100 MeV et 300 MeV, et pour θ compris entre 7° et 25° environ. Enfin le carbone 12 est le noyau dont le pouvoir analyseur est le mieux connu, car il a été le plus étudié.

B - ETUDE GENERALE DES ERREURS DE MESURE.

La difficulté essentielle de cette mesure est d'arriver à limiter les erreurs sur P à un niveau de l'ordre de 0,01. On peut en distinguer deux types : l'erreur statistique et l'erreur systématique.

1/ L'erreur statistique.

Dans la méthode que nous avons utilisée l'estimation statistique de la polarisation P s'effectue à partir d'un échantillon de N valeurs de la variable aléatoire φ obtenues dans N tirages. Les fluctuations statistiques de cette estimation autour de la valeur exacte de P suivent, quand N est grand devant 1, une distribution de Gauss. L'erreur statistique est donnée par l'écart type de cette distribution. Nous décrivons dans la quatrième partie le calcul de cet écart. Pour simplifier cette discussion générale des erreurs, nous pouvons utiliser la formule correspondant à la 1ère méthode :

$$P = C \frac{G - D}{G + D}$$

En admettant que la valeur exacte de P est 0, l'écart quadratique moyen correspondant est :

$$\sigma = \frac{C}{\sqrt{G + D}}$$

Par exemple si C = 2, il faut observer 10.000 protons diffusés pour avoir $\sigma = 0,02$.

2/ L'erreur systématique.

Elle peut provenir soit d'une erreur dans les valeurs utilisées pour le pouvoir analyseur, soit d'une "fausse asymétrie" créée par un défaut de symétrie inconnu du polarimètre par rapport au plan vertical π contenant le

rayon moyen du faisceau de protons. Examinons successivement ces deux types d'erreur :

a) *Erreur sur le pouvoir analyseur*

Nous avons vu dans l'introduction qu'il n'est pas nécessaire de connaître le pouvoir analyseur A avec une grande précision quand la polarisation P est petite. Ainsi si P = 0,04 et si la précision sur A est de 10 %, l'erreur absolue sur P est inférieure à 0,004.

L'erreur sur A a plusieurs causes :

- L'incertitude avec laquelle A est connu pour un angle θ de diffusion et une énergie E des protons : les tables les plus récentes de pouvoir analyseur du carbone établies par Peterson [14] donnent les valeurs de A avec une précision de l'ordre de 5 %.

- L'erreur de mesure de θ et E : le pouvoir analyseur A dépend en effet des valeurs de θ et E dans chaque diffusion. Si θ et E sont mesurés pour chaque proton diffusé, l'erreur sur θ et E provient en majeure partie de la diffusion multiple subie par les protons à l'intérieur du bloc de carbone analyseur. On peut diminuer cette erreur en imposant une limite inférieure aux angles θ observés et en limitant les valeurs possibles de θ et E à un domaine où le pouvoir analyseur varie peu.

- L'incertitude sur l'état final du noyau de carbone après la diffusion : en effet le pouvoir analyseur A dépend aussi du niveau d'énergie dans lequel ce noyau est laissé. Néanmoins pour les 2 premiers niveaux excités (4,43 MeV et 9,6 MeV) le pouvoir analyseur est très peu différent de celui correspondant à l'état fondamental. Enfin les tables [14] donnent les valeurs du pouvoir analyseur à utiliser quand la résolution du polarimètre ne permet pas de séparer ces deux niveaux excités de l'état fondamental. Pour les niveaux supérieurs (15 MeV et au-dessus) le pouvoir analyseur devient très différent et il est préférable de les séparer en mesurant la perte d'énergie des protons dans la diffusion sur le carbone.

b) *Erreur de "fausse asymétrie"*

Comme précédemment appelons φ l'angle entre la normale au plan de la 2ème diffusion et la direction verticale. Si la polarisation P est nulle la densité de probabilité de φ est constante dans l'intervalle (φ_1, φ_2) des valeurs expérimentalement possibles pour φ. Cet intervalle est généralement plus petit que l'intervalle $(0, 2\pi)$ et il est déterminé par les détecteurs du polarimètre. Nous appellerons "fausse asymétrie" une densité de probabilité des angles φ observés non constante dans l'intervalle (φ_1, φ_2), la variation de cette densité étant due à un défaut du polarimètre et non à la polarisation du faisceau de protons. En particulier si cette densité de probabilité n'est pas symétrique par rapport au plan vertical π contenant la trajectoire du proton avant la diffusion, cette "fausse asymétrie" introduit une erreur sur la polarisation verticale P que nous mesurons.

Nous étudierons en détail dans la 4ème partie les erreurs de "fausse asymétrie" produites avec notre polarimètre. Pour simplifier cette discussion générale nous pouvons nous limiter au cas où les seules valeurs possibles de φ sont 0 et π ($\varphi = 0$ correspond ici à une diffusion à gauche du plan π pour un observateur placé dans ce plan et regardant dans la direction de propagation du faisceau).

Le nombre G de protons diffusés au voisinage de $\varphi = 0$ est proportionnel à :

$$\frac{dN}{d\varphi} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \, d\theta \int_{E_1}^{E_2} \frac{d\sigma_o}{d\Omega}(\theta, E) \left[1 + PA(\theta, E)\right] dE$$

θ est l'angle de diffusion, E l'énergie des protons au moment de la 2ème diffusion.

De même le nombre D de protons diffusés au voisinage de $\varphi = \pi$ est proportionnel à :

$$\frac{dN}{d\varphi} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \, d\theta \int_{E_1}^{E_2} \frac{d\sigma_o}{d\Omega}(\theta, E) \left[1 - PA(\theta, E)\right] dE$$

Les limites θ_1, θ_2, E_1, E_2 sont en général déterminées par les détecteurs et par le bloc de carbone. Si ces limites ne sont pas identiques pour $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$ on obtient une "fausse asymétrie".

Pour simplifier encore ce calcul nous pouvons ignorer la dépendance de $\frac{d\sigma_o}{d\Omega}$ et de A en fonction de θ et E, ainsi qu'une "fausse asymétrie" due aux limites E_1 et E_2.

Alors on peut écrire :

$$\frac{dN}{d\varphi} \simeq \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma_o}{d\Omega} \left[1 \pm PA\right] \sin\theta \, d\theta$$

Si on commet sur θ une erreur telle que la limite inférieure soit $\theta_1 - d\theta_1$ pour $\varphi = 0$ et $\theta_1 + d\theta_1$ pour $\varphi = \pi$, alors l'asymétrie ε :

$$\varepsilon = \frac{G - D}{G + D}$$

vaut :

$$\varepsilon = PA + \left[1 - (PA)^2\right] \frac{\frac{d\sigma_o}{d\Omega} \sin\theta_1 \, d\theta_1}{G + D}$$

soit :

$$\varepsilon = PA + \left[1 - (PA)^2\right] \frac{1}{G + D} \times \frac{d(G + D)}{d\theta_1} d\theta_1$$

L'erreur sur P est :

$$\Delta P = \frac{1 - (PA)^2}{A} \times \frac{1}{G + D} \times \frac{d(G + D)}{d\theta_1} d\theta_1$$

Par exemple pour $\theta_1 = 8°$ et pour des protons d'énergie E = 200 MeV, on a :

$$\frac{1}{G + D} \times \frac{d(G + D)}{d\theta_1} \simeq 16 \text{ \% par degré}$$

Si P = 0 et A = 0,6 une erreur de $\frac{1}{25^e}$ de degré sur θ_1 introduit une erreur de 0,01 sur la polarisation P.

L'erreur de "fausse asymétrie" due à une erreur sur la limite supérieure θ_2 est en général beaucoup plus petite car la section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ décroît exponentiellement aux grands angles.

Nous verrons dans la 4ème partie que le calcul approximatif précédent donne correctement pour notre polarimètre l'ordre de grandeur de l'erreur de "fausse asymétrie" due à une erreur sur les angles θ de diffusion.

C - PRINCIPE DU POLARIMETRE UTILISE.

Ce polarimètre a été conçu de manière à réduire autant que possible les causes de "fausse asymétrie". Dans ce but nous avons choisi de déterminer la position et la direction de chaque proton diffusé à l'entrée et à la sortie du bloc de carbone, et de mesurer l'angle entre ces deux directions avec une précision de l'ordre de $\frac{1}{20^e}$ de degré.

Pour cela nous avons utilisé un ensemble de 4 chambres à étincelles. Rappelons le principe d'une chambre à étincelles [15] : elle est formée par une série de plaques métalliques (figure [12]) parallèles entre elles et séparées par des intervalles égaux. Ces plaques sont placées dans une enceinte remplie d'un gaz rare à la pression atmosphérique. Quand une particule ionisante, qui traverse la chambre, est détectée par des compteurs, on porte une plaque sur deux à un potentiel négatif élevé. Sous l'effet du champ électrique (de l'ordre de 10 KV/cm) ainsi créé entre deux plaques consécutives il se produit une décharge électrique sous la forme d'une étincelle reliant les 2 plaques. Cette étincelle est située à l'endroit où est passée la particule. La photographie de cette étincelle permet de localiser la particule dans l'espace à 0,5 mm près environ.

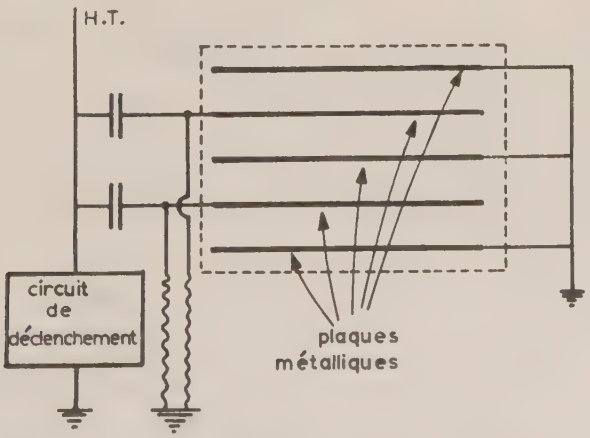


Figure 12 - Schéma d'une chambre à étincelles.

La figure [13] donne le schéma d'ensemble de notre polarimètre. Les deux premières chambres à étincelles CH1 et CH2 sont placées avant le bloc de carbone. CH1 est 1 cm derrière le plan focal "avec compensation" du spectromètre ; CH2 est 3 cm avant le bloc. La distance entre elles est de 600 mm.

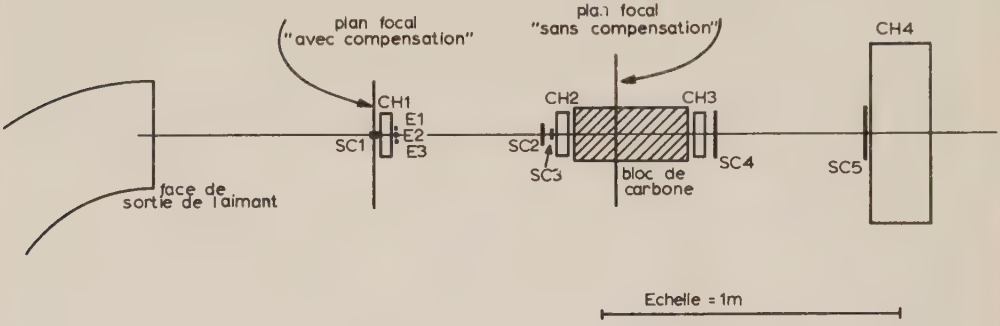


Figure 13 - Schéma du polarimètre.

Les deux autres chambres CH3 et CH4 sont placées après le bloc. CH3 est 3 cm après le bloc et la distance entre CH3 et CH4 est de 600 mm. Dans chaque chambre la trajectoire d'un proton est localisée à ± 0,5 mm en photographiant les étincelles. Les chambres étant repérées par rapport à un système de référence lié au laboratoire, on peut par le calcul déterminer complètement la trajectoire I du proton avant le bloc de carbone et sa trajectoire II après le bloc ; (figure [14]). Ainsi on calcule :

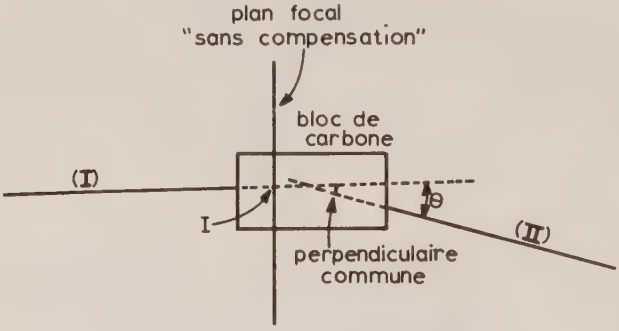


Figure 14 - Trajectoires (I) et (II) d'un proton.

a) l'intersection de la trajectoire I avec le plan focal "sans compensation" pour déterminer l'énergie du proton à la sortie du spectromètre ;

b) l'angle θ entre les 2 trajectoires I et II ;

c) l'angle φ entre la perpendiculaire commune à ces 2 trajectoires et la direction verticale ;

d) la position du pied de cette perpendiculaire commune pour déterminer le point de diffusion dans le carbone et l'énergie du proton au moment de cette 2ème diffusion.

La dernière chambre à étincelles CH4 est formée de plaques métalliques épaisses et chaque proton s'arrête dans une de ces plaques. La dernière étincelle observée le long de sa trajectoire permet de déterminer dans quelle

plaque le proton s'arrête. On calcule alors le parcours total de ce proton et son énergie après sa sortie du bloc de carbone ceci afin de calculer le niveau d'énergie dans lequel est laissé le noyeau de carbone diffuseur.

Les protons sont détectés par un ensemble de 8 compteurs à scintillation afin de déclencher les chambres à étincelles (figure [13]) :

a) Un compteur SC1 de largeur 2 cm est placé dans le plan focal "avec compensation" du spectromètre. Un compteur SC2 de largeur 9 cm est placé devant la chambre CH2. Un signal de coïncidence entre ces 2 compteurs sélectionne un proton provenant de la diffusion élastique électron-proton dans l'hydrogène de la cible. Ce signal de coïncidence est appelé "coïncidence principale" (1 + 2). La largeur de SC1 correspond à un intervalle de quantité de mouvement :

$$\frac{\Delta P}{P} = 1,6\ \%$$

Cet intervalle recouvre la majeure partie du spectre des protons de la diffusion élastique (pic élastique) comme l'indique la figure [11].

b) Trois petits compteurs (E1, E2, E3) sont placés à 10 cm derrière le plan focal "avec compensation" dans un plan perpendiculaire au rayon moyen. Ils constituent un "compteur échelle" à 3 canaux et permettent de vérifier que le pic élastique reste constamment centré sur ce rayon moyen (l'axe de symétrie du polarimètre est confondu avec ce rayon moyen). Pour cela le compteur E2 est centré sur cet axe et les deux autres sont placés symétriquement de part et d'autre. Les signaux de chacun d'entre eux sont observés en coïncidence avec la "coïncidence principale" (1 + 2). Le taux de comptage en coïncidence dans E2 doit être maximum et correspond alors au sommet du pic élastique. Les taux de comptage dans E1 et E2 sont plus petits et égaux ; ils correspondent aux flancs du pic élastique.

c) Un compteur SC5 est placé juste avant la chambre CH4 : Il détecte les protons n'ayant pas subi de diffusion nucléaire dans le carbone. En utilisant ses signaux en anticoïncidence avec ceux de la "coïncidence principale" on évite de déclencher les chambres à étincelles au passage de ces protons.

d) Un compteur SC3 de largeur 2,5 cm est placé derrière le compteur SC2. Son rôle est de limiter les dimensions du faisceau de protons utile afin d'éviter que des protons ne subissant pas de diffusion nucléaire dans le bloc de carbone ne passent en dehors du compteur SC5.

e) Un compteur SC4 est placé après la chambre CH3. Il détecte tous les protons sortant du bloc de carbone et traversant CH3. Son rôle est d'éviter de déclencher les chambres à étincelles au passage d'un proton qui est perdu dans le bloc de carbone par interaction nucléaire.

Dans ces conditions un évènement utile est détecté par un signal de coïncidence entre les compteurs SC1, SC2, SC3, SC4 et par l'absence de signal dans le compteur SC5. Les chambres à étincelles et la photographie sont déclenchées sur un tel évènement.

Nous discuterons en détail dans la quatrième partie les différentes possibilités d'erreur de "fausse asymétrie" dans ce polarimètre. Pour l'instant indiquons deux possibilités particulièrement importantes :

a) Une erreur sur la position repérée de l'une des 4 chambres à étincelles introduit une erreur sur l'angle θ entre les 2 trajectoires I et II (figure [14]). Elle se traduit par une erreur sur les limites de l'angle θ. Cette erreur dépend de l'angle φ entre la normale au plan de la 2ème diffusion et la direction verticale et par conséquent elle produit une erreur de "fausse asymétrie". Si une chambre est repérée avec une erreur inférieure à 0,1 mm l'erreur introduite par elle sur θ est inférieure à 0,01 degré. D'après le calcul approximatif du paragraphe B l'erreur correspondante sur la polarisation P est inférieure à 0,004.

b) Les compteurs SC4 et SC5 limitent les valeurs observées de l'angle φ pour un proton ayant une direction incidente, un point de collision dans le bloc de carbone et un angle θ de diffusion donnés. Une erreur sur la position repérée de ces compteurs introduit une erreur sur les limites des valeurs observées de φ et par conséquent elle produit une "fausse asymétrie". Pour éviter de repérer avec précision ces compteurs nous avons choisi de remplacer dans le calcul de la polarisation le compteur SC4 par un compteur fictif plus petit et le compteur SC5 par un compteur fictif plus grand. Ce sont alors ces compteurs fictifs qui déterminent les limites de φ et leur position est imposée dans le calcul. Cette erreur de "fausse asymétrie" est ainsi supprimée.

Notons enfin qu'avec ce polarimètre les valeurs de φ observées pour l'ensemble des protons couvrent l'intervalle $0,2\pi$. On peut donc faire une estimation statistique des 2 composantes de la polarisation transverse du faisceau de protons à la sortie du spectromètre. La composante horizontale doit être nulle si la parité est conservée dans les intéractions électromagnétiques. Dans cette hypothèse la mesure de cette composante horizontale permet de vérifier le bon fonctionnement du polarimètre.

D - COMPARAISON AVEC D'AUTRES TYPES DE POLARIMETRE.

Le polarimètre que nous avons utilisé est assez différent de ceux habituellement utilisés. On peut en distinguer deux types :

1/ Le polarimètre à compteurs.

Il est constitué essentiellement (figure [15]) d'un bloc de carbone analyseur, suivi de deux compteurs-télescope placés symétriquement par rapport au plan défini par le rayon moyen du faisceau à analyser et la direction de la composante de polarisation mesurée.

Si G et D sont respectivement les taux de comptage dans ces deux compteurs, l'asymétrie α est :

$$\alpha = \frac{G - D}{G + D}$$

Ce type de polarimètre est très employé [16] car il ne nécessite qu'un temps très court de dépouillement des résultats. Au contraire notre polarimètre demande un long travail de dépouillement des photographies. Mais dans l'expérience qui nous intéresse un polarimètre à compteurs ne permet pas d'atteindre la précision voulue car l'erreur de "fausse asymétrie" est plus grande. Cette erreur est due principalement à un défaut de symétrie des deux compteurs-télescope par rapport au rayon moyen du faisceau de protons à la

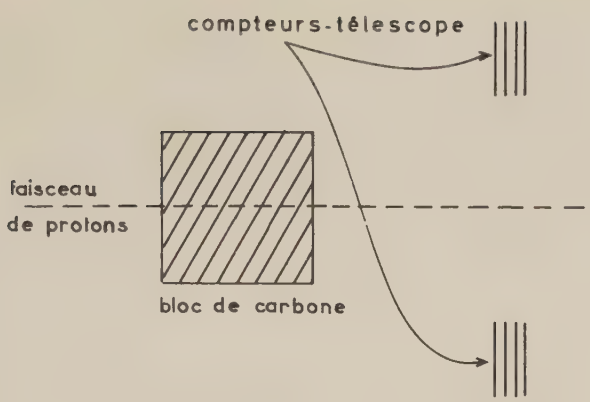


Figure 15 - Schéma d'un polarimètre à compteurs.

sortie du spectromètre. Or la position de ce rayon moyen varie par suite des fluctuations de l'énergie et de la direction du faisceau d'électrons. Ainsi une variation de 0,25 % de l'énergie moyenne de ces électrons produit un déplacement de 1,5 mm du rayon moyen dans le plan focal "avec compensation". Il en résulte une erreur sur la polarisation de 0,04 environ. Une autre erreur de "fausse asymétrie" provient de l'asymétrie du faisceau de protons par rapport à son rayon moyen. En effet le pic élastique (figure [11]) n'est pas symétrique : il présente vers les basses énergies une "queue radiative" due au rayonnement électromagnétique des électrons dans la diffusion électron-proton. En plus dans le plan focal "sans compensation" l'énergie des protons n'est pas la même de part et d'autre du rayon moyen ; elle est plus grande d'un côté que de l'autre. La somme de toutes ces erreurs peut difficilement être rendue inférieure à 0,05.

Enfin la surface utile des deux compteurs-télescope est très inférieure à celle de nos chambres à étincelles. Le taux de comptage est alors très faible et la durée de l'expérience devient trop grande.

2/ Le polarimètre à chambre de carbone.

Il est constitué essentiellement par une chambre à étincelles dont les plaques sont en carbone [17]. La 2ème diffusion des protons a lieu dans ces plaques. A chaque passage d'un proton dans la chambre, celle-ci est déclenchée et on photographie les étincelles qui visualisent la trajectoire. Au dépouillement des photos on sélectionne celles dont la trajectoire présente un coude correspondant à une diffusion. A partir de ces photos on calcule pour chaque proton diffusé l'angle θ de diffusion, l'angle φ et le point de diffusion [17].

Un tel polarimètre avec une chambre de grandes dimensions est bien adapté au cas d'un faisceau de protons peu intense pour deux raisons :

a) ce faisceau peut soutenir un angle solide important ;

b) toutes les valeurs de θ et φ peuvent être observées et la proportion des protons analysés devient importante (elle peut atteindre 10 % environ).

Par contre 90 % des photos ne sont pas utilisées car elles correspondent à des protons n'ayant pas diffusé sur un noyau de carbone.

La précision de la mesure de la polarisation est aussi limitée par l'erreur de "fausse asymétrie". En effet on impose une limite inférieure aux angles θ de diffusion des évènements utilisables dans le calcul de la polarisation. Cette limite inférieure est nécessaire car le pouvoir analyseur du carbone devient très mal connu et tend vers zéro quand θ tend aussi vers zéro. Alors les erreurs systématiques de mesure de θ introduisent une erreur de "fausse asymétrie". Ces erreurs sont plus grandes qu'avec notre polarimètre car les longueurs de trajectoire observées avant et après diffusion sont en moyenne de 20 cm au lieu de 60 cm dans notre polarimètre.

E - DESCRIPTION DES ELEMENTS COMPOSANT LE POLARIMETRE.

Ceux-ci comprennent : le bloc de carbone, les 4 chambres à étincelles et leur électronique de déclenchement, les 8 compteurs à scintillation et l'électronique associée, enfin le système de prises de vues.

1/ Le bloc de carbone.

Sa longueur est de 196 mm et sa section est de 180 × 180 mm^2. Il est constitué par du graphite de densité 1,73. La proportion d'impuretés dans ce graphite est de l'ordre de 100 ppm. En le traversant les protons sont ralentis de 300 MeV à 170 MeV (ils ont déjà perdus 24 MeV dans la cible, les chambres à étincelles et les compteurs placés avant). La diffusion multiple des protons dans le bloc introduit une erreur sur la mesure de l'angle de diffusion θ. En se limitant à l'approximation gaussienne de la diffusion multiple, on peut en calculer l'influence sur le pouvoir analyseur A du carbone. Le calcul montre que la variation de A due à cet effet est :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq \frac{\overline{\theta^2}}{2\theta} \times K$$

$\overline{\theta^2}$ est l'angle quadratique moyen de diffusion multiple. K est une fonction des variations du 2ème ordre en θ de A et de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. K est en général de l'ordre de 1. Dans notre cas on a :

$$\sqrt{\theta^2} \simeq 3°$$

et

$$\frac{\overline{\theta^2}}{2\theta^2} \simeq 0,08 \text{ pour } \theta = 8°$$

Ainsi pour les plus petits angles de diffusion utilisés (8°) la variation du pouvoir analyseur est de l'ordre de 10 %. Nous avons négligé cette correction ainsi que celle due à la diffusion plurale.

2/ Les chambres à étincelles.

Nous distinguerons : les 3 premières chambres CH1, CH2, CH3 (appelées petites chambres), la dernière chambre CH4 (appelée grande chambre), et l'ensemble électronique de déclenchement des chambres. Les 4 chambres ont été construites par le service de technologie du laboratoire sous la direction de M. Round.

a) *Les petites chambres*

Elles sont toutes trois identiques. La figure [16] en donne un schéma. Chacune comprend 7 plaques carrées (173,5 × 173,5 mm^2) d'aluminium, d'épaisseur 1 mm. La largeur de l'intervalle entre 2 plaques consécutives est de 5 mm. Celles-ci sont encastrées dans une boîte en plexiglas (dimensions : 223 × 197 × 78 mm^3) de volume intérieur 1,5 litre. Cette boîte est fermée par deux couvercles amovibles et l'étanchéité est assurée par des joints toriques Impervia. L'encastrement des plaques est assuré par des rainures pratiquées dans les parois de la chambre. Les bords des plaques étant enfoncés dans ces rainures, il ne peut se produire de décharges parasites par effets de bord. En plus ces rainures maintiennent constante la largeur des intervalles entre plaques avec une précision de l'ordre de 1 %.

La direction moyenne du faisceau de protons est perpendiculaire aux plaques. Pour permettre le passage des protons, 2 fenêtres circulaires de diamètre 150 mm sont ménagées dans les parois de la boîte. Celles-ci délimitent la surface utile de la chambre. Elles sont fermées par des feuilles de Mylar d'épaisseur 170 μ collées sur les parois.

Les parois en plexiglas d'épaisseur 14 mm sont transparentes et polies. Ainsi les étincelles produites dans les intervalles entre les plaques peuvent être observées suivant deux directions parallèles aux plaques et perpendiculaires aux parois. Des traits peuvent être gravés sur ces parois pour servir de repères. On les photographie en même temps que les étincelles pour pouvoir mesurer les coordonnées des étincelles par rapport à un système de référence lié à la chambre.

Les chambres sont remplies avec un gaz rare : un mélange de 99 % de Néon et 1 % d'Argon. Deux robinets Edwards permettent l'évacuation et le remplissage des gaz. Avant d'être remplies elles sont soumises à un pompage à la température ambiante pendant plusieurs jours pour les dégazer.

Quand on déclenche une chambre, 4 plaques sont maintenues au potentiel 0 de la masse. Les 3 plaques intermédiaires entre ces dernières sont portées à un potentiel négatif de l'ordre de 4 KV. Sept passages verre-métal scellés dans les parois à l'arrière de la chambre permettent d'établir les connexions électriques entre l'extérieur et l'intérieur de la chambre. La liaison entre chacun de ces passages et la plaque correspondante est réalisée par un fil métallique soudé au passage et vissé sur la plaque. Chaque intervalle entre 2 plaques consécutives constitue une capacité de 50 pF. La capacité totale de la chambre est alors de 300 pF.

b) *La grande chambre*

Dans son principe mécanique elle est semblable aux autres, mais ses dimensions sont plus grandes : 700 × 690 × 192 mm^3 et le volume intérieur est de 56 litres. Le diamètre des fenêtres est de 596 mm et elles sont fermées par des feuilles de mylar de 250 μ. L'épaisseur des parois de plexiglas est de 28 mm.

Les principales différences sont les suivantes : les protons devant être arrêtés dans les plaques métalliques pour mesurer leur parcours, celles-ci ont une épaisseur de 3 mm. Il y en a 10 dont 4 en aluminium et 6 en cuivre (figure [17]).

La première plaque est précédée d'un absorbeur en cuivre d'épaisseur 6 mm. La masse totale de matière présentée au faisceau est de 25 g/cm^2.

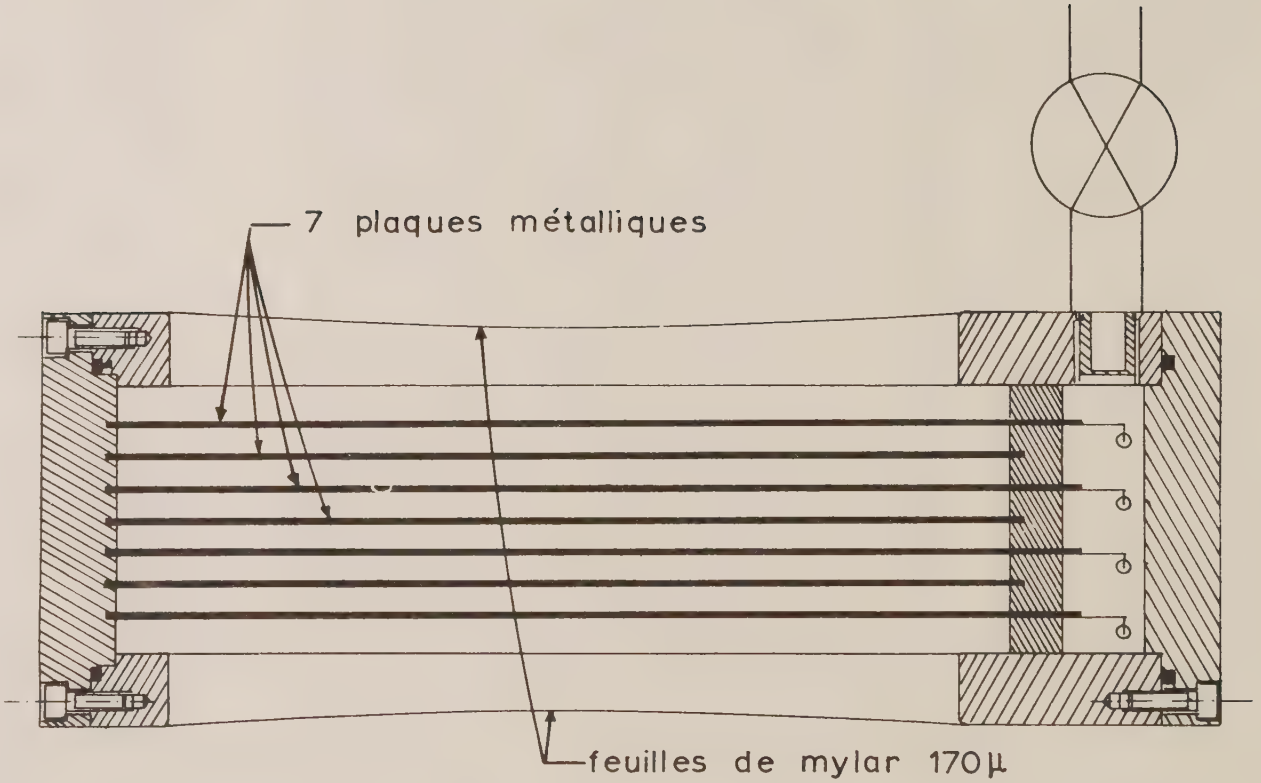


Figure 16 - Schéma d'une petite chambre à étincelles.

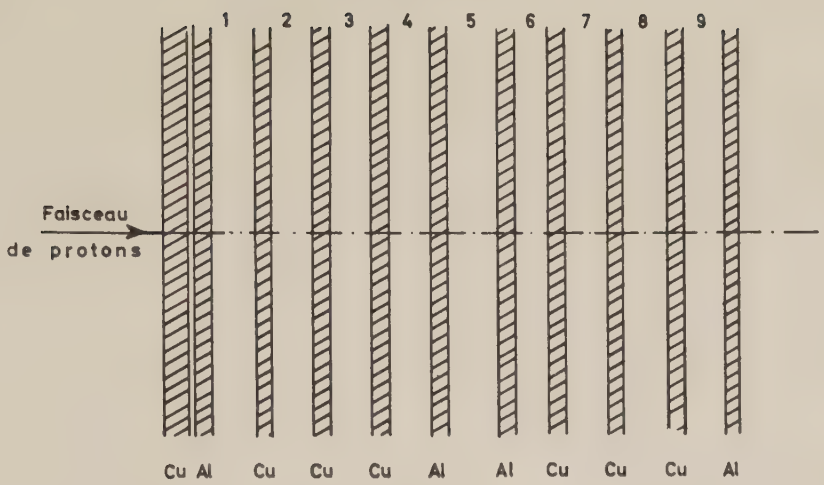


Figure 17 - Schéma des plaques de la grande chambre CH_4.

La masse totale de la chambre est de 140 Kg. Il y a 9 intervalles entre les plaques dont 8 ont une largeur de 10 mm. L'intervalle central a une largeur de 12 mm et est un intervalle mort (on n'établit pas de différence de potentiel entre ses plaques). Il peut servir à placer un absorbeur supplémentaire. La capacité totale de la chambre est de 3000 pF.

Vu les grandes dimensions de la chambre, les 9 intervalles ne peuvent être observés dans toute leur profondeur par un appareil photographique placé à 2,5 m du centre de la chambre. Pour y remédier les parois de plexiglas ont été taillées en forme de prismes à l'emplacement des 3 premiers et des 3 derniers intervalles comme l'indique la figure [18].

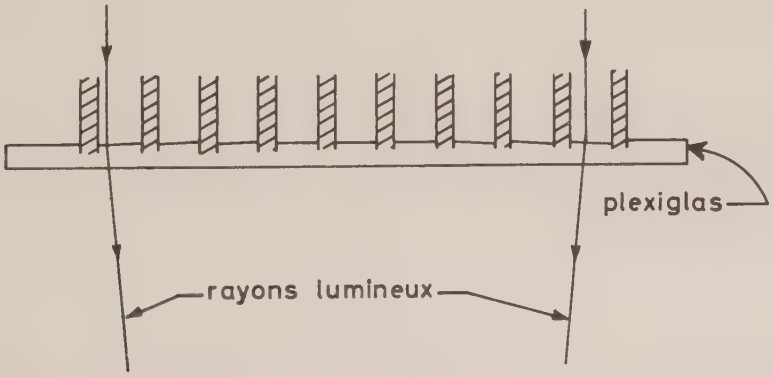


Figure 18 - Coupe d'une paroi prismatique de la grande chambre CH_4.

Enfin les connexions électriques ont été réalisées par des tiges filetées traversant le couvercle arrière de la chambre et vissées dans la tranche de chaque plaque. Leur étanchéité est assurée par des joints toriques Impervia.

Cette chambre n'a pas une solidité suffisante pour résister aux efforts de la pression atmosphérique quand on fait le vide à l'intérieur. Aussi pour la dégazer, nous l'avons placée dans une enceinte à vide et nous avons simultanément pompé l'intérieur et l'extérieur de la chambre.

c) *Ensemble électronique de déclenchement des chambres*

Chaque chambre est reliée à un ensemble électronique de déclenchement qui lui est propre. La figure [19] donne le schéma de principe de l'un d'entre eux. Appelons plaque "haute tension" une plaque portée à un potentiel négatif quand on déclenche la chambre. Chacune de ces plaques "haute tension" est reliée à une capacité C_o. La valeur de cette capacité est de 1000 pF dans le cas des petites chambres et de 2000 pF dans le cas de la grande chambre.

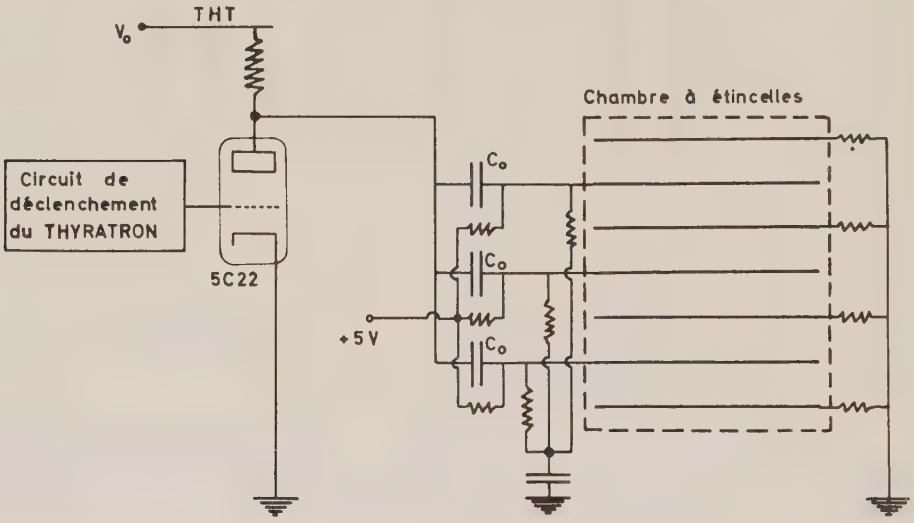


Figure 19 - Schéma du circuit de déclenchement d'une chambre à étincelles.

Ces capacités sont chargées par une même source de haute tension sous une différence de potentiel V_o = 4 KV et 8 KV respectivement. Un thyratron, type 5C 22, est déclenché par un signal de sortie du système électronique associé aux compteurs. Ce thyratron met au potentiel 0 la borne "haute tension" des capacités. Les plaques "haute tension" de la chambre sont alors portées à un potentiel négatif V :

$$V = - V_o \frac{C_o}{2C + C_o}$$

C est la capacité d'un intervalle de la chambre. Quand une étincelle se produit dans un intervalle par suite du passage d'une particule ionisante, la capacité C_o de la plaque "haute tension" adjacente à cet intervalle se décharge au travers du court-circuit produit par cette étincelle. Quand aucune étincelle ne se produit la capacité C_o se décharge dans une résistance placée en parallèle avec une constante de temps de 15 µs.

Une différence de potentiel de signe contraire de la précédente et d'environ 5 Volts est appliquée en permanence entre les plaques. Elle a pour but de supprimer l'ionisation qui peut se produire dans le gaz entre deux déclenchements.

Les capacités de décharge C_o sont placées à quelques centimètres de la chambre à étincelles. Elles sont reliées au thyratron par un cable coaxial d'une longueur de 25 cm et d'impédance caractéristique de 50 Ω. Ces longueurs ont été rendues aussi petites que possible pour diminuer le temps de montée de la différence de potentiel V sur les plaques. Enfin des résistances de quelques dizaines d'Ohms en série avec les plaques maintenues au potentiel 0 permettent d'uniformiser les luminosités des étincelles dans les différents intervalles de la chambre.

La figure [20] donne le plan du circuit de déclenchement du thyratron. Le tube E 180 F amplifie et inverse le signal négatif de sortie du système électronique associé aux compteurs. Ensuite le tube EFP 60 fournit un signal de plusieurs centaines de volts déclenchant le thyratron. Le retard de déclenchement introduit par ce circuit et le thyratron est de l'ordre de 250 ns.

3/ Les compteurs à scintillation et l'électronique associée.

a) *Les compteurs à scintillation*

Tous les compteurs ont été réalisés avec un scintillateur plastique type SPF de la Radiotechnique. La lumière émise par le scintillateur est collectée par la photocathode d'un photomultiplicateur 56 AVP à l'aide d'un guide de lumière en plexiglas. Ce guide est collé à la face d'entrée du photomultiplicateur et à une des faces latérales du scintillateur. Les figures [21, 22, 23] donnent le plan et les dimensions des compteurs. L'épaisseur des scintillateurs des compteurs SC1, E1, E2, E3 a été réduite à 5 mm pour limiter la diffusion multiple des protons qui les traversent. Cette diffusion multiple introduit une erreur sur l'énergie des protons obtenue en calculant les coordonnées au point d'intersection de la trajectoire avec le plan focal "sans compensation" situé 89 cm derrière SC1 et 80 cm derrière E1, E2 et E3. De même l'épaisseur du scintillateur du compteur SC4 a été réduite à 10 mm pour diminuer le nombre de protons qui diffusent à l'intérieur du scintillateur. Ces protons ne sont pas distingués par les compteurs de ceux qui diffusent dans le bloc de carbone et ils donnent des photos qu'on doit dépouiller inutilement. Les autres scintillateurs ont une épaisseur de 15 mm.

Le scintillateur du compteur d'anticoïncidence SC5 est un disque de 180 mm de diamètre. Celui-ci a été déterminé de façon à éliminer la majeure partie des protons diffusant dans le bloc de carbone avec un angle θ inférieur à 8°. L'ensemble du scintillateur et du guide de lumière a été complété par une plaque de plexiglas de même épaisseur sur toute la surface utile de la grande chambre. Ainsi tous les protons qui rentrent dans la chambre traversent la même quantité de matière.

b) *L'électronique associée aux compteurs*

La figure [24] donne un diagramme logique des circuits électroniques utilisés pour mesurer les taux de comptage, fournir les impulsions de déclenchement des chambres à étincelles et d'avance du film de la caméra.

Nous avons utilisé 5 unités "Coïncidence". Ce sont des circuits à coïncidences rapides réalisés par M. Lefrançois suivant un type développé par Barna, Marshall et Sands [18]. Ces circuits ont un temps de résolution de

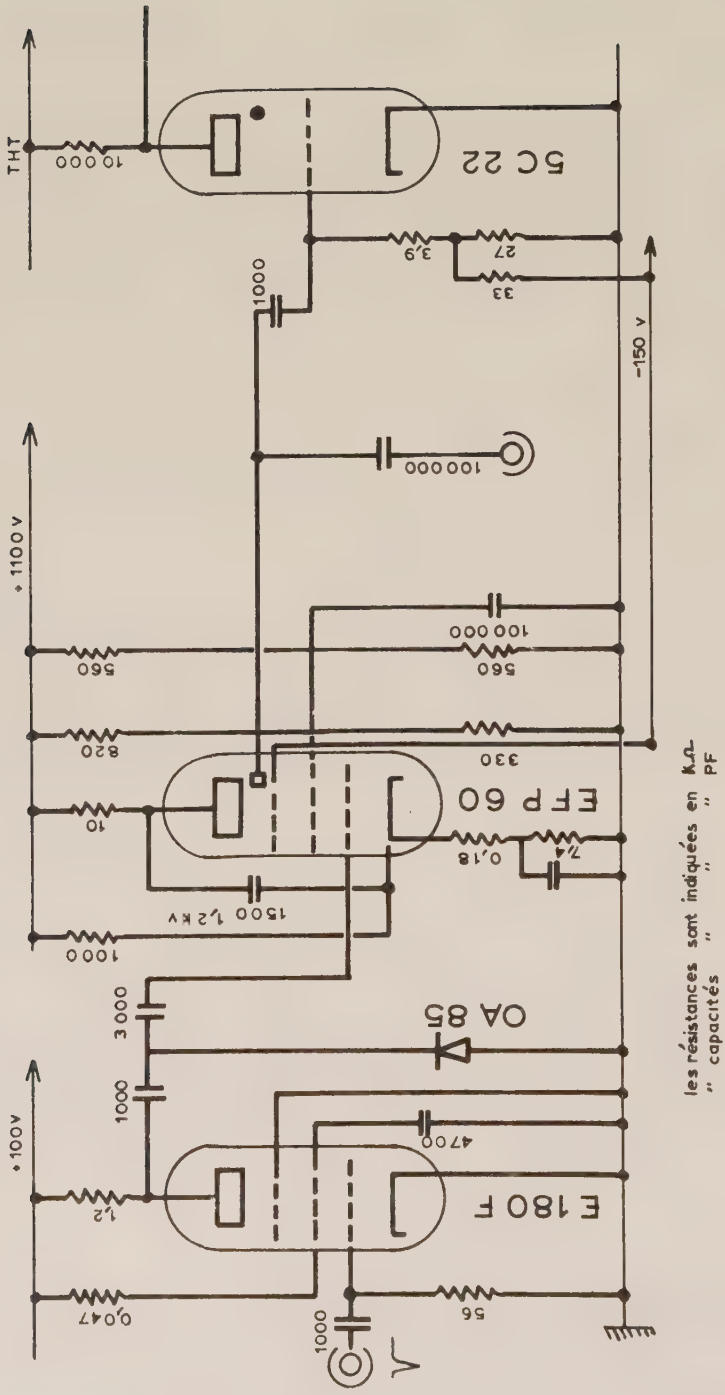


Figure 20 - Circuit de déclenchement du thyratron.

5 ns et un seuil de discrimination réglable. Nous avons fixé la valeur de ce seuil à 1,5 volt. Une première unité "Coïncidence" établit une coïncidence entre les signaux des compteurs SC1 et SC2. C'est la "Coïncidence principale" (1 + 2). Une unité "Distributeur" permet d'envoyer simultanément les signaux de la "Coïncidence principale" dans plusieurs circuits. Trois autres unités "Coïncidence" établissent 3 coïncidences entre les signaux de chacun des compteurs E1, E2, E3 et les signaux de la "Coïncidence principale". Enfin une dernière unité "Coïncidence" établit une coïncidence (3 + 4) entre les signaux des compteurs SC3 et SC4.

Les taux de comptage de ces 5 coïncidences sont donnés par 5 échelles de comptage. Pour cela les signaux fournis par chaque unité "Coïncidence" sont mis en forme et amplifiés dans une unité "Formeur". Ils traversent ensuite une unité "Porte" avant d'être envoyés sur une échelle de comptage. L'unité "Porte" a pour but d'arrêter les signaux parasites arrivant en dehors des intervalles de temps qui correspondent aux impulsions de l'accélérateur. L'unité "Porte" est déclenchée par un signal de synchronisation fourni par l'accélérateur.

L'unité "Coïncidence-anticoïncidence" établit d'abord une coïncidence (1 + 2 + 3 + 4) entre les signaux de coïncidence (1 + 2) et (3 + 4). Ensuite elle établit une coïncidence entre les signaux (1 + 2 + 3 + 4) et les signaux du compteur SC5 : S'il y a coïncidence entre ces signaux on obtient un signal de coïncidence (1 + 2 + 3 + 4 + 5) sur une première sortie de l'unité. Si au contraire il y a anticoïncidence on obtient un signal d'anticoïncidence (1 + 2 + 3 + 4 - 5) sur une deuxième sortie.

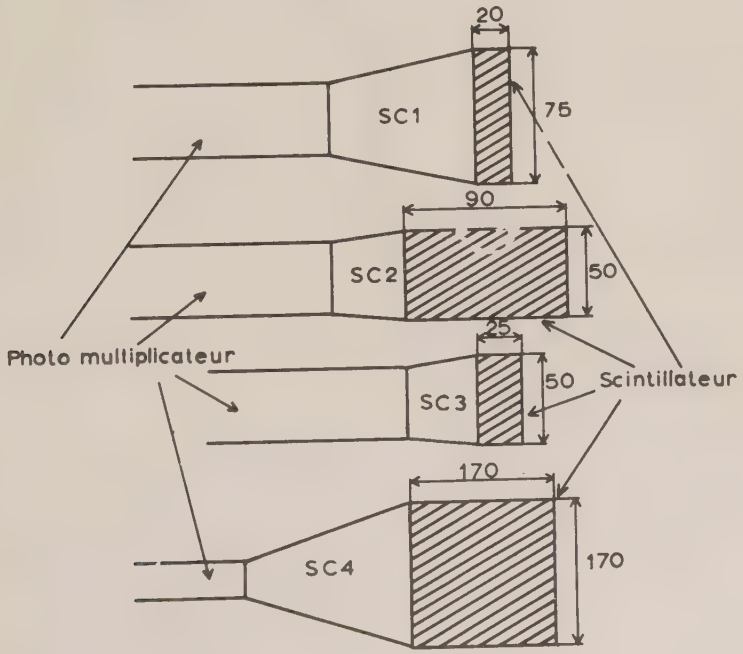


Figure 21 - Plan des compteurs SC1, SC2, SC3, SC4.

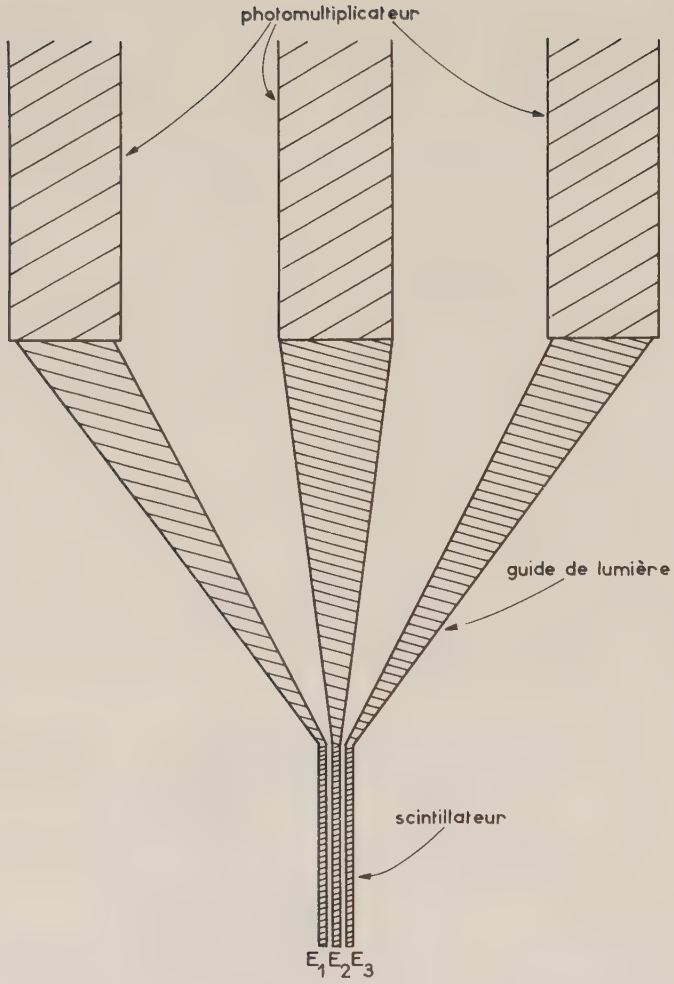


Figure 22 - Schéma du compteur échelle $E_1 E_2 E_3$.

Les signaux (1 + 2 + 3 + 4 - 5) sont envoyés dans une unité "Temps mort". L'intervalle de temps mort de l'appareillage est déterminé par l'élément qui a le plus grand temps d'immobilisation. Cet élément est la caméra pour laquelle ce temps est de 1 s. Le circuit de déclenchement de la caméra fournit un signal d'une durée de 1 s correspondant à ce temps d'immobilisation. Ce signal est envoyé à l'unité "Temps mort". Les signaux (1 + 2 + 3 + 4 - 5) qui arrivent pendant l'intervalle de temps mort sont aiguillés sur la sortie STM (figure [24]) de cette unité. Ils sont ensuite comptés dans une échelle de comptage après avoir passé dans une unité "Formeur". Dans le cas contraire ils sont aiguillés sur la sortie SD et envoyés aux circuits de déclenchement des chambres et à une unité "Formeur". Cette dernière unité les allonge et les amplifie pour les envoyer à une échelle de comptage et au

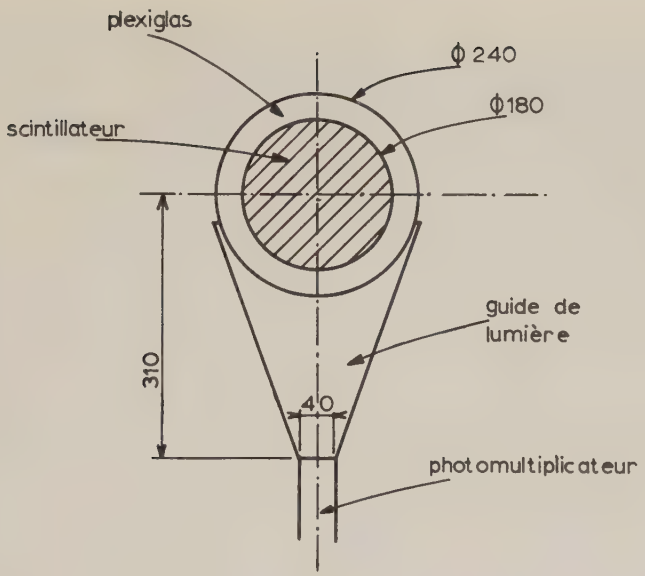


Figure 23 - Schéma du compteur SC5.

circuit de déclenchement de la caméra. Un dernier circuit permet d'envoyer les signaux de 4 compteurs sur un analyseur d'impulsions à 400 canaux. Ces 400 canaux sont divisés en 4 groupes de 100 canaux chacun ; et chaque groupe correspond à un compteur. Ce circuit comprend une unité "Porte" déclenchée par les signaux de la "coïncidence principale". Ceci permet de contrôler simultanément la hauteur des signaux de 4 compteurs.

4/ Le système de prises de vues.

Il comprend un ensemble de 16 miroirs plans et une caméra. Il permet de photographier sur un même cliché 2 vues de chaque chambre observées suivant 2 directions perpendiculaires.

L'ensemble des 16 miroirs fournit 8 images virtuelles des 4 chambres. Ces images sont juxtaposées et peuvent être observées d'un même point distant de 2,5 m du centre de chacune d'entre elles. Chaque miroir est formé par une glace planimétrique d'épaisseur 9 mm avec face avant argentée. Ils sont montés sur des supports orientables. Ces supports sont fixés à un bâti métallique qui supporte en même temps les chambres à étincelles et les compteurs.

Au point d'observation des 8 images nous avons placé une caméra munie d'un objectif de distance focale 10 cm. Ces 8 images sont ainsi photographiées sur un cliché de dimensions standard 24 × 36 mm^2 avec un grandissement de $\frac{1}{25}$. La caméra est chargée avec des bobines de film de largeur 35 mm et de longueur 100 m. Elle fonctionne en vue par vue sans obturateur à l'aide d'un moteur électrique et d'un embrayage électrique commandé à distance. Après

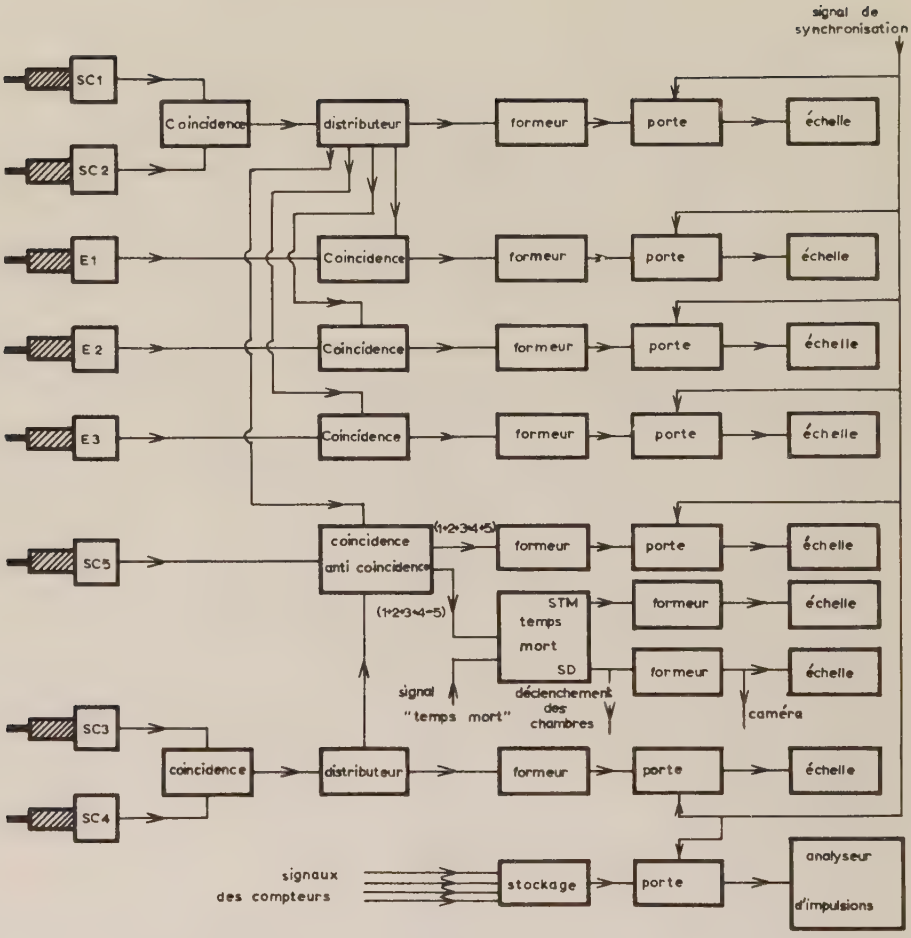


Figure 24 - Diagramme logique des circuits électroniques associés aux compteurs.

chaque déclenchement des chambres on photographie les repères gravés sur les parois des chambres en les éclairant avec des flashes électroniques de 10 Joules. On photographie de même un numérateur mécanique destiné à numéroter les photos. Ensuite le film est avancé d'un cliché et le numérateur est avancé d'une unité. Ces opérations sont commandées par un circuit de déclenchement, lui-même déclenché par un signal de sortie de l'électronique associée aux compteurs. La figure [25] représente un des clichés obtenus.

Le temps d'immobilisation du système de prises de vues est de l'ordre de 1 s. Nous avons indiqué au paragraphe 3 qu'il détermine le temps mort de l'ensemble de l'appareillage.

Un calcul simple [19] tenant compte de l'effet de diffraction et de celui de profondeur de champ géométrique montre que la résolution des étincelles est maximum pour une ouverture de l'objectif égale à F/9 pour les petites

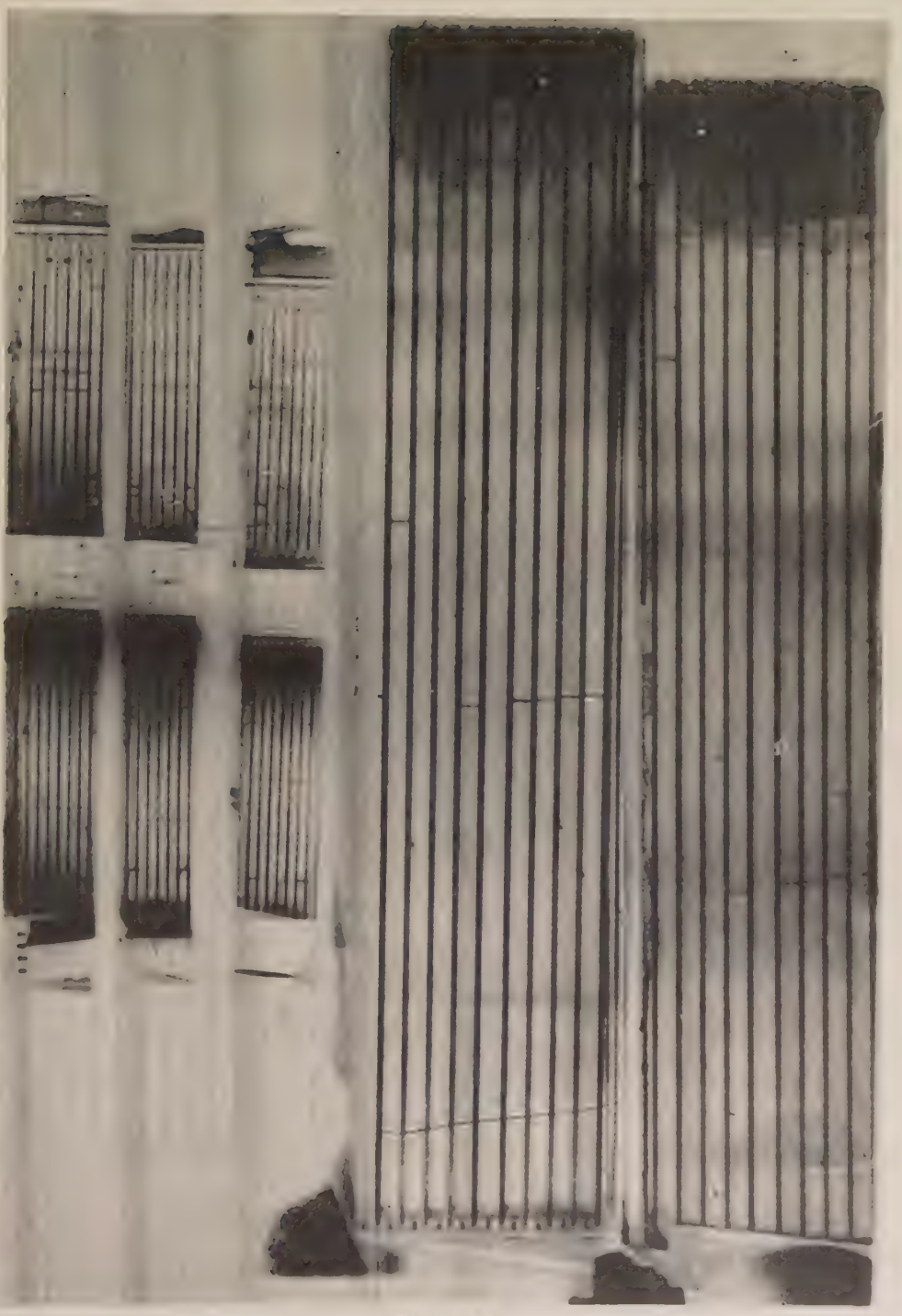


Figure 25

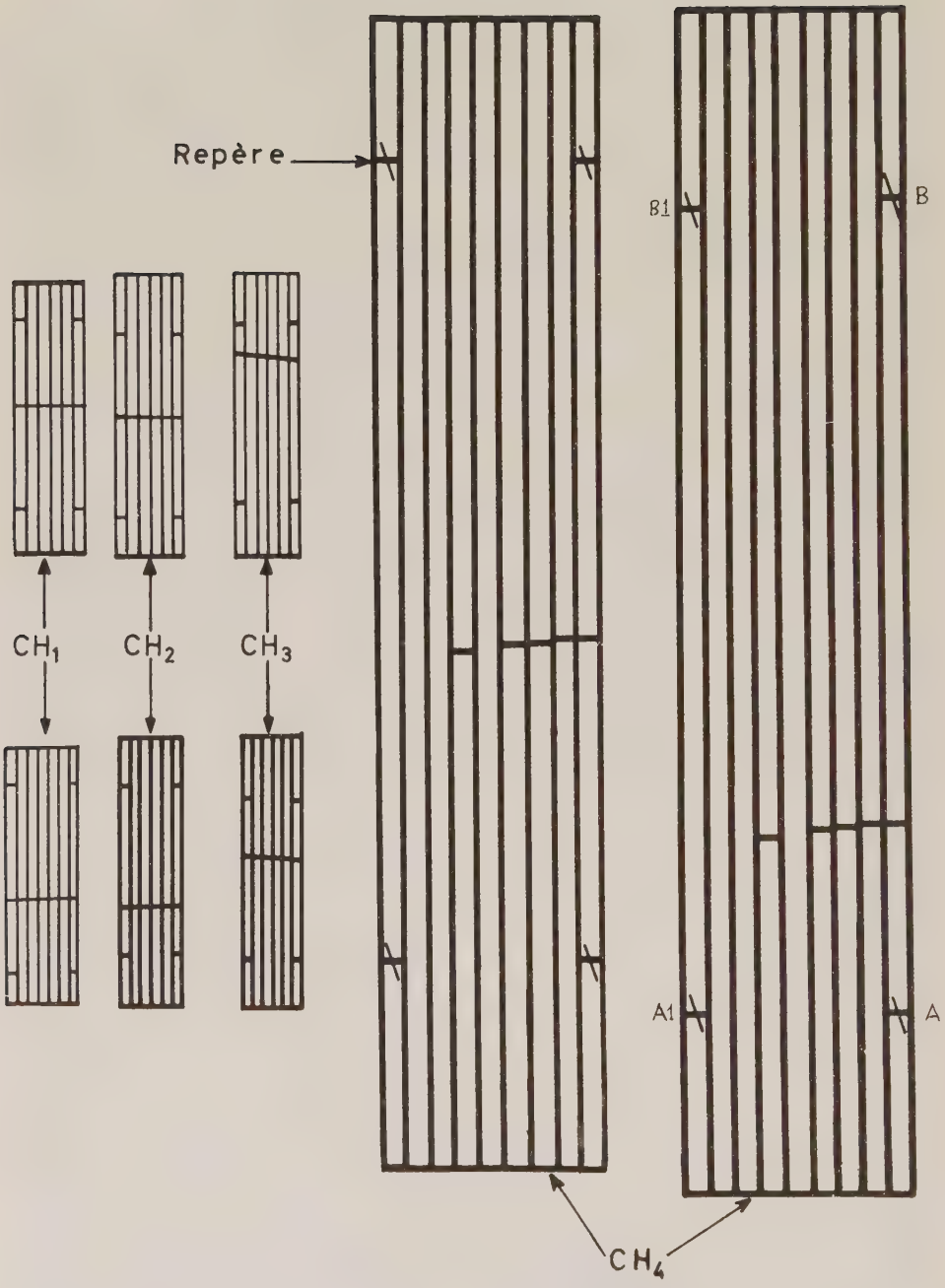


Figure 25 bis

chambres et F/18 pour la grande chambre. Nous avons adopté une valeur intermédiaire F/11. Le diamètre apparent des étincelles est alors de l'ordre de 0,5 mm dans les petites chambres et de 1 mm dans la grande chambre.

Enfin un 17ème miroir amovible placé devant l'objectif de la caméra permet d'envoyer ces images sur une caméra de télévision pour l'observation à distance des étincelles.

TROISIÈME PARTIE

FONCTIONNEMENT DE L'APPAREILLAGE ET LA PRISE DES DONNÉES

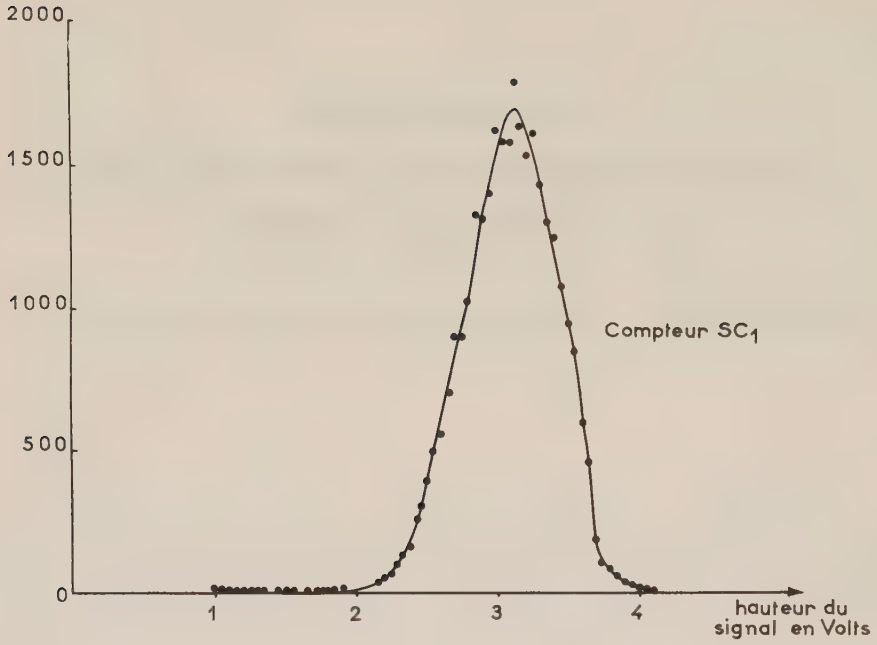
CHAPITRE (III. 1) : FONCTIONNEMENT DES COMPTEURS

Les compteurs à scintillation détectent les protons sortant du spectromètre, mais aussi beaucoup d'autres particules parasites. Celles-ci constituent ce que nous appellerons un rayonnement de bruit de fond. Il provient d'une façon générale de l'interaction du faisceau d'électrons avec la matière qu'il rencontre dans la salle de cible. Nous avons réalisé un blindage (figure [30, 31, 32]) pour diminuer l'importance de ce bruit de fond. Nous examinerons dans le chapitre (III. 2) ce blindage à propos du fonctionnement des chambres. En effet celles-ci sont beaucoup plus sensibles que les compteurs au bruit de fond, et elles déterminent l'importance du blindage. Enfin les coïncidences établies entre les signaux des compteurs permettent de séparer complètement les protons des particules parasites du bruit de fond. L'efficacité de la détection des protons dépend alors de la résolution des compteurs et de la stabilité des coïncidences.

A - LA RESOLUTION DES COMPTEURS.

Les figures [26, 27, 28] donnent les spectres des hauteurs de signaux d'un certain nombre de compteurs. Ces spectres ne comprennent que les signaux arrivant en coïncidence avec la "Coïncidence principale". Sur ces spectres les signaux dûs aux protons détectés ont une distribution ayant la forme d'un pic. Le rapport de la largeur à mi-hauteur de ce pic et de la hauteur moyenne des signaux donne la résolution du compteur. Pour les différents compteurs cette résolution varie entre 20 % et 30 %.

Les hautes tensions appliquées aux photomultiplicateurs ont été réglées à des valeurs telles que tous les protons donnent des signaux de hauteur supérieure au seuil de discrimination des unités "Coïncidence" (à savoir 1,5 V). Ceci est particulièrement important pour le compteur SC4. En effet cette hauteur de signal varie avec l'endroit où les protons traversent le scintillateur. L'efficacité de la détection des protons peut alors varier d'un point à un autre du scintillateur. Si dans le compteur SC4 l'efficacité est différente de part et d'autre du plan vertical contenant le rayon moyen du faisceau de protons, on a ainsi une "fausse asymétrie". Dans les compteurs placés avant le bloc de carbone (SC1, SC2 et SC3) une variation de l'efficacité ne peut créer une "fausse asymétrie" car ces compteurs détectent



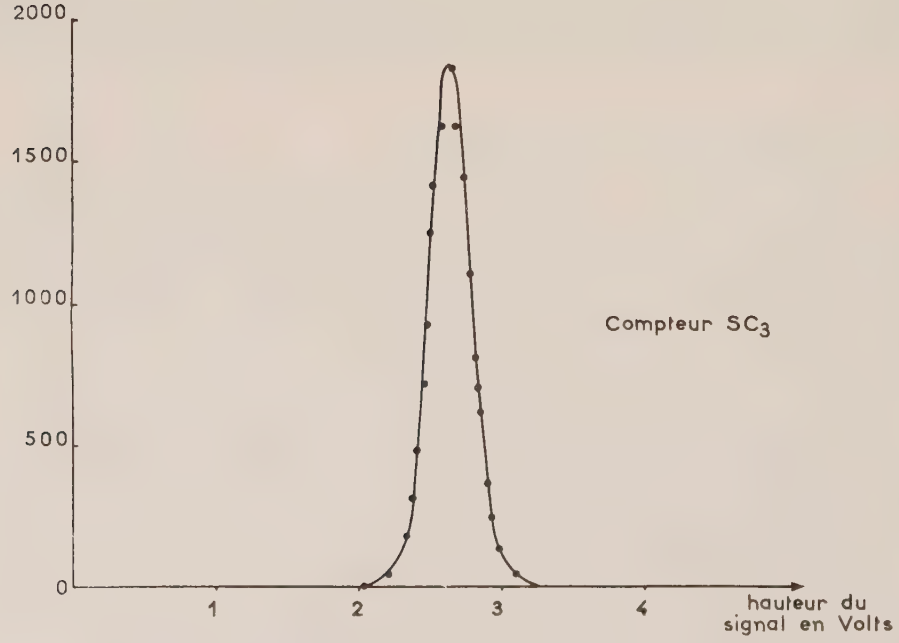
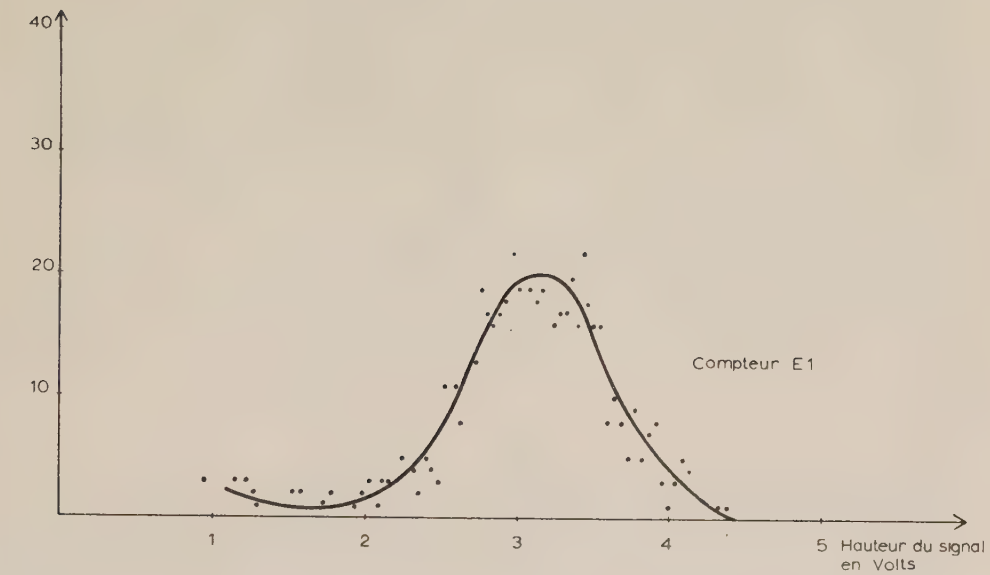


Figure 26 - Spectres des signaux des compteurs SC1 et SC3.



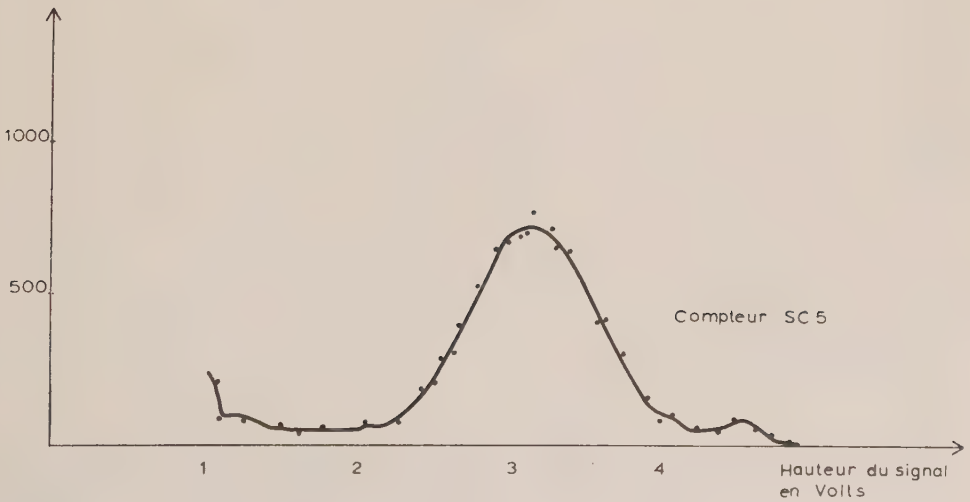


Figure 27 - Spectres des signaux des compteurs SC5 et E1.

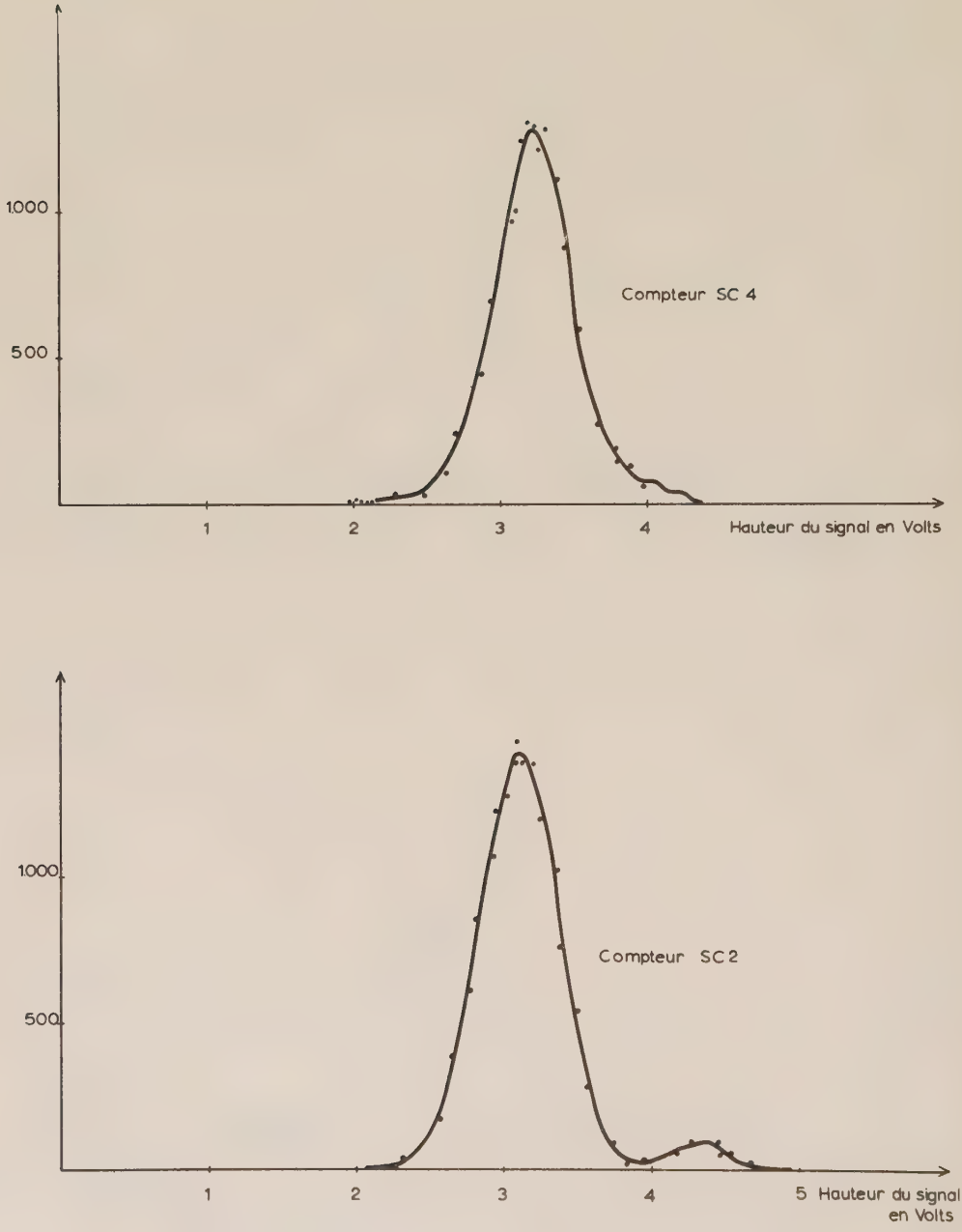


Figure 28 - Spectres des signaux des compteurs SC2 et SC4.

les protons avant leur diffusion dans le carbone. De même une inefficacité du compteur SC5 ne peut créer une "fausse asymétrie". En effet un proton traversant le scintillateur de SC5 et non détecté par lui donne un signal de déclenchement (1 + 2 + 3 + 4 - 5) des chambres à étincelles. En reconstituant la trajectoire du proton on reconnaît que celle-ci traverse le compteur SC5 et un tel évènement n'est pas utilisé pour calculer la polarisation. En conclusion seule une variation de l'efficacité du compteur SC4 peut introduire une "fausse asymétrie".

Pour l'éviter nous avons appliqué au photomultiplicateur de SC4 une haute tension telle que la hauteur moyenne des signaux de protons soit au moins de 3 V. Nous avons aussi étudié la variation de cette hauteur moyenne en fonction du point où les protons traversent le scintillateur de SC4. Cette hauteur moyenne varie ainsi entre 2,7 V et 3,7 V. Finalement nous avons estimé que l'efficacité du compteur SC4 était supérieure à 0,997.

B - STABILITE DES COINCIDENCES.

L'efficacité de la détection des protons peut également être inférieure à 1 si le taux de comptage d'une coïncidence n'est pas constant en fonction du retard entre l'arrivée des deux signaux de la coïncidence. Nous avons donc pour chaque coïncidence tracé une courbe d'efficacité en fonction du retard (figure [29]). Nous avons vérifié que chaque courbe présente un plateau pour lequel l'efficacité est constante. La largeur de ce plateau est de 10 ns environ. En dehors de ce plateau l'efficacité décroît rapidement jusqu'à 0. Le

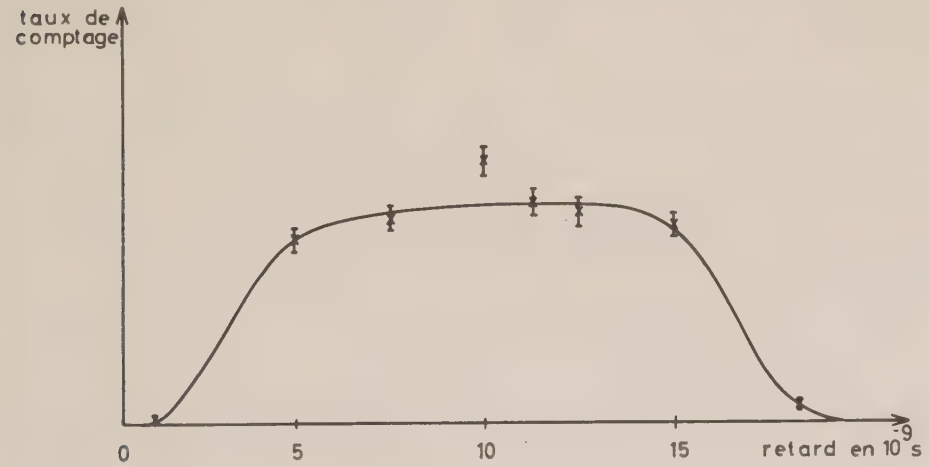


Figure 29 - Courbe de retard pour la "Coïncidence principale".

retard d'arrivée des 2 signaux de chaque coïncidence a été réglé de manière à être au centre du plateau de la courbe d'efficacité.

Le taux de comptage d'une coïncidence quand le retard est en dehors du plateau est dû à des coïncidences dites "retardées". Celles-ci correspondent au passage de 2 particules différentes dans les 2 compteurs mis en coïncidence.

Quand le retard est ajusté au centre du plateau il y a aussi des coïncidences dites "fortuites" correspondant au passage de deux particules différentes. Le nombre de ces coïncidences "fortuites" est plus petit que celui des coïncidences "retardées". Le taux de comptage en dehors du plateau donne alors une limite supérieure du nombre de coïncidences "fortuites". Nous avons ainsi trouvé que le rapport des coïncidences "fortuites" et des coïncidences vraies est inférieur à 0,5 % pour la "Coïncidence principale" (1 + 2) et pour la coïncidence (3 + 4). Il est encore plus petit pour les coïncidences (1 + 2 + 3 + 4) et (1 + 2 + 3 + 4 + 5).

CHAPITRE (III. 2) : FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES A ÉTINCELLES

A - PRINCIPE DES MESURES EFFECTUEES.

Les 4 chambres sont déclenchées par le signal d'anticoïncidence (1 + 2 + 3 + 4 - 5). On obtient alors une étincelle dans chaque intervalle d'une chambre. Cette étincelle est située sur la trajectoire du proton dont le passage a provoqué le déclenchement. Dans l'ensemble des intervalles d'une chambre on a ainsi une série d'étincelles alignées (figure [25]). Nous appellerons une trace cette série d'étincelles. Chaque trace est observée sur les 2 vues photographiées de la chambre.

Nous étudierons en détail dans la 4ème partie les mesures effectuées sur ces traces. Pour pouvoir discuter le fonctionnement des chambres donnons en seulement le principe. Dans chaque chambre deux mesures sont effectuées sur la trace observée.

1/ On mesure les coordonnées du point de l'étincelle situé au milieu d'un intervalle donné. Ces coordonnées sont données dans le système de référence lié au laboratoire. Les chambres CH1 et CH2 donnent ainsi les coordonnées de 2 points de la trajectoire du proton avant le bloc de carbone et elles déterminent complètement cette trajectoire. De même les chambres CH3 et CH4 déterminent la trajectoire du proton après le bloc de carbone.

2/ Dans chaque vue on mesure l'angle entre la trace et une droite liée à la chambre et déterminée par deux repères gravés sur les parois. Ceci permet de mesurer la direction de la trajectoire. Comme cette direction est déjà donnée par la première mesure (1), cette deuxième mesure sert seulement de vérification. Elle est d'ailleurs beaucoup moins précise car la longueur de la trace est seulement de 30 mm dans les petites chambres, alors que les 2 points mesurés dans la première mesure sont distants de 600 mm environ.

B - BLINDAGE.

Une difficulté apparaît si on observe plus d'une trace dans une chambre. Par exemple si on a 2 traces dans la chambre CH1, on ne sait pas laquelle de ces 2 traces doit être associée à une trace dans la chambre CH2 pour déterminer la trajectoire d'une particule. Cette ambiguité ne peut pas toujours être levée à l'aide de la deuxième mesure (2) par suite de son imprécision.

D'autre part quand plusieurs étincelles se forment dans un intervalle d'une chambre, elles sont moins lumineuses car elles se partagent l'énergie de la capacité C_o qui se décharge. Souvent même une des étincelles se développe plus vite que les autres ; elle absorbe alors toute l'énergie et les autres étincelles ne peuvent pas se former ; elles manquent totalement. En conclusion l'efficacité de la chambre devient dans ce cas très faible et il est difficile de reconnaître les traces.

On doit donc rendre aussi faible que possible la probabilité d'avoir 2 traces dans une chambre. Or quand on déclenche une chambre toutes les particules ionisantes, qui l'ont traversée pendant un certain intervalle de temps précédent le déclenchement, donnent en principe des étincelles. Cet intervalle de temps est appelé le temps de mémoire de la chambre. Il est généralement supérieur à 1 μs. Ce temps de mémoire étant supérieur à la durée de l'impulsion de l'accélérateur, la probabilité d'observer 2 traces dans une chambre est approximativement égale à la probabilité d'avoir 2 particules ionisantes traversant la chambre au cours d'une même impulsion. Une de ces 2 particules est un proton qui provoque le déclenchement des chambres ; l'autre est soit un proton soit une particule due au rayonnement de bruit de fond produit dans la salle de cible par le faisceau d'électrons.

1/ Le rayonnement de bruit de fond : La probabilité d'avoir une particule due à ce bruit de fond est proportionnelle à l'intensité du faisceau d'électrons pendant une impulsion de l'accélérateur. Par suite du très faible temps d'occupation de l'accélérateur l'intensité du faisceau est très grande : 20 mA pour une intensité moyenne de 1 μA.

Pour diminuer l'intensité du rayonnement de bruit de fond dans les chambres à étincelles il est nécessaire de réaliser un blindage. On peut avoir une idée de l'intensité tolérable de ce rayonnement en remarquant qu'une dose de 5 mR/heure dans l'air correspond à un flux de 1 particule ionisante par cm^2 et par impulsion de l'accélérateur (cette particule étant supposée au minimum d'ionisation). Cette dose tolérable pour un homme est par contre intolérable pour une chambre à étincelles de dimensions courantes et pour celle-ci il faut encore l'abaisser de plusieurs ordres de grandeur. L'intensité de ce bruit de fond tolérable dans une chambre à étincelles est aussi beaucoup plus faible que celle tolérable dans un compteur à scintillation car ce dernier a un temps de résolution beaucoup plus faible que le temps de mémoire d'une chambre.

Le blindage que nous avons réalisé comprend trois parties :

a) un blindage de 10 cm de plomb autour de la cible, de la fenêtre de sortie de l'accélérateur et du mesureur de courant à électrons secondaires placé dans le faisceau après la cible (figure 30). Nous avons aussi remplacé l'air que traverse le faisceau après ce mesureur par de l'hélium sur une longueur de 7 m (soit 2,5 % de la longueur de radiation de l'air). Ceci diminue la quantité de matière traversée par le faisceau.

b) un blindage de plomb dans le spectromètre : autour de la fenêtre d'entrée devant le 1er quadrupole, à l'intérieur de l'aimant en H de la déviation pour arrêter le rayonnement provenant du bombardement des parois internes par des particules neutres (figure [31]). Néanmoins des particules chargées peuvent diffuser sur les bords du blindage et rentrer dans le polarimètre. Pour diminuer cet effet nous avons remplacé sur ces bords le plomb par du laiton.

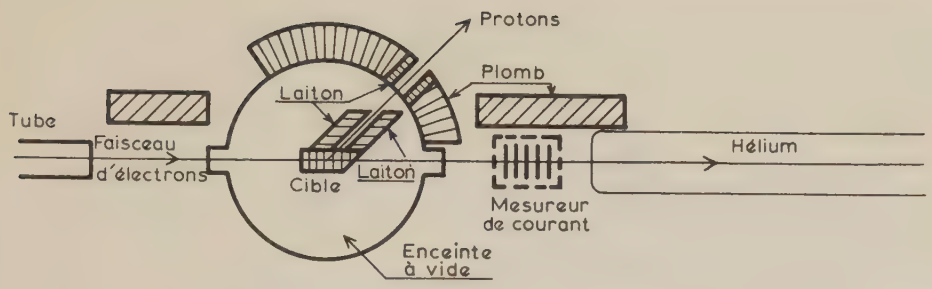


Figure 30 - Blindage autour de la cible.

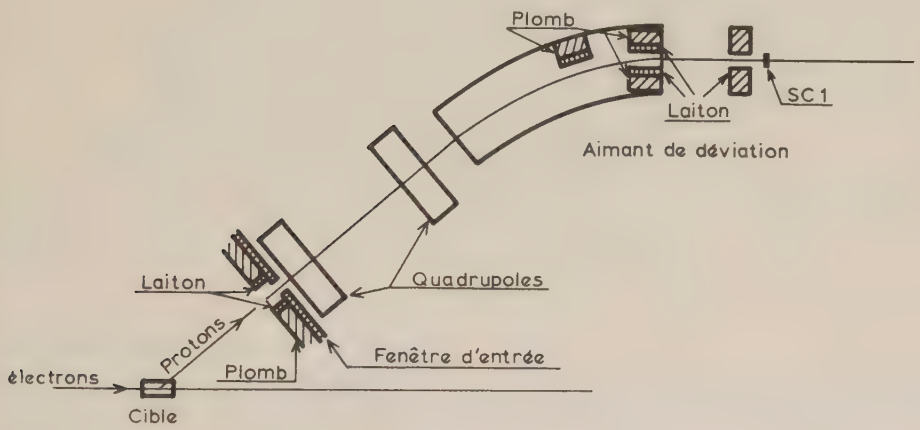


Figure 31 - Blindage dans le spectromètre.

c) un blindage entourant l'ensemble du polarimètre. Il constitue une casemate fermée de toutes parts dont les murs ont une épaisseur de 1 m en béton léger, sauf à la hauteur du faisceau d'électrons où on a 1 m de béton lourd (figure [32]). Le toit a été fermé par une épaisseur de 60 cm de béton léger. Une porte à chicanes a été aménagée pour pouvoir rentrer à l'intérieur.

Ce blindage nous a permis d'atteindre une intensité de bruit de fond tolérable dans la grande chambre, à savoir : moins d'une étincelle parasite par intervalle pour un courant de 0,25 μA environ.

2/ Traces doubles de protons : On observe dans les chambres à étincelles deux traces de protons si au cours d'une même impulsion de l'accélérateur il sort 2 protons du spectromètre dont l'un provoque le déclenchement des chambres. Pour diminuer la probabilité d'un tel évènement nous avons arrêté les protons passant en dehors du compteur SC1 à l'aide d'un blindage de laiton d'épaisseur 12 cm. Ce blindage entoure complètement le compteur SC1, (figure [31]).

Si λ est le nombre moyen de protons détectés par la "Coïncidence prin-

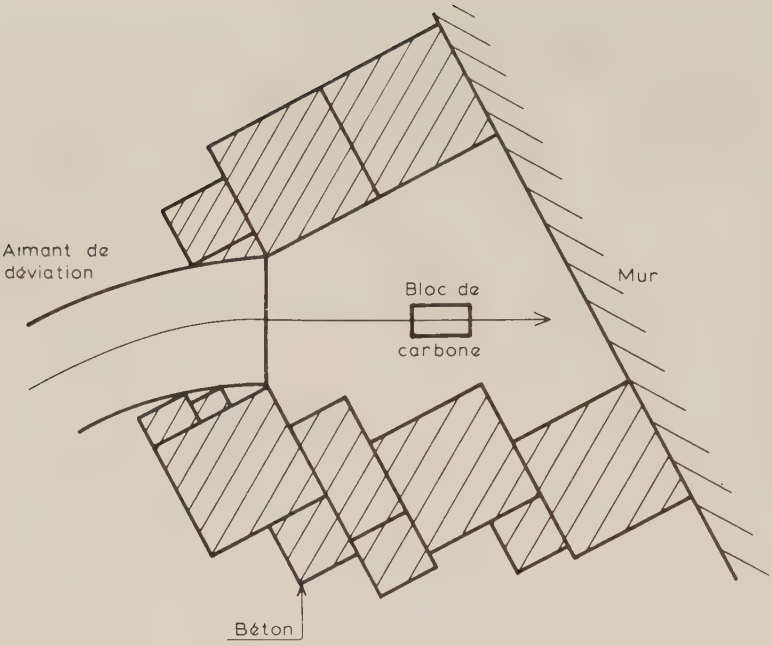


Figure 32 - Blindage autour du polarimètre.

cipale" (1 + 2) pendant une impulsion de l'accélérateur, λ est aussi la proportion des évènements à trace double de protons. Pour un courant de 0,25 μA on a λ = 17 %.

En conclusion pour avoir un nombre de traces doubles tolérable, nous avons limité le courant du faisceau d'électrons à 0,25 μA. D'ailleurs pour un tel courant le nombre moyen de signaux d'anticoïncidence (1 + 2 + 3 + 4 - 5) est de 0,45 par seconde et 45 % de ces signaux arrivent pendant le temps mort de 1 s de la caméra. Si on pouvait augmenter le courant au-dessus de 0,25 μA, le nombre de photos prises par seconde n'augmenterait pas proportionnellement.

C - EFFICACITE DES CHAMBRES A ETINCELLES.

Il peut arriver qu'un proton ne donne pas d'étincelles dans certains intervalles d'une chambre. La trace de ce proton n'est pas alors complète. Ce défaut d'efficacité peut être dû par exemple à des impuretés contenues dans le gaz de la chambre, à un défaut de parallélisme des plaques ou encore à la présence d'autres traces ionisantes. Dans les petites chambres où nous avons 6 intervalles nous nous sommes fixés un minimum de 3 étincelles alignées pour définir la trace d'un proton. Les photos sur lesquelles on observe moins de 3 étincelles alignées sont ainsi éliminées. La probabilité d'un tel évènement dans une petite chambre est de l'ordre de 1/1000 si l'efficacité de chaque intervalle est de 0,90.

Si l'efficacité dans la chambre CH3 n'est pas la même de part et d'autre du plan vertical contenant le rayon moyen du faisceau de protons, cette élimination crée une erreur de "fausse asymétrie". Pour éviter que cette erreur ne devienne importante nous nous sommes assurés que l'efficacité n'était pas inférieure à 0,90 pour chaque intervalle.

Dans la grande chambre CH4 un défaut d'efficacité analogue à celui de la chambre CH3 produit aussi une erreur de "fausse asymétrie". Cette erreur est plus grande que celle due à la chambre CH3 : en effet le parcours d'un proton après la 2ème diffusion et l'énergie cédée au noyau de carbone diffuseur sont déterminés en observant dans quelle plaque de la grande chambre s'arrête le proton. Alors un défaut d'efficacité peut produire une erreur sur cette plaque et par conséquent une erreur sur l'énergie d'excitation du noyau de carbone. Si une limite supérieure de 10 MeV est fixée pour cette énergie d'excitation, alors on n'utilise pas dans le calcul de la polarisation les évènements dont l'énergie d'excitation calculée est supérieure à cette limite. Un défaut d'efficacité peut ainsi produire une erreur sur la valeur réelle de cette limite. Si l'efficacité n'est pas la même de part et d'autre du plan vertical contenant le rayon moyen du faisceau de protons, l'erreur sur cette limite introduit une erreur de "fausse asymétrie".

En étudiant cette efficacité nous avons trouvé qu'elle n'était supérieure à 98 % que dans le 4ème intervalle (les intervalles sont numérotés de 1 à 9 en allant dans le même sens que les protons). Nous avons donc modifié le critère d'élimination d'évènements pour en tenir compte et éviter une "fausse asymétrie", comme nous le verrons dans la 4ème partie.

D - DISPERSION DES ETINCELLES.

Une chambre à étincelles ne permet pas de localiser parfaitement la trajectoire d'une particule ionisante. Il y a une incertitude due à plusieurs causes :

1/ Les plaques produisent un effet de diffusion multiple qui dévie la trajectoire. Ainsi la 1ère chambre CH1 et le compteur SC1, qui est devant, introduisent une erreur dans la mesure de l'énergie des protons déterminée par l'intersection de leur trajectoire et du plan focal "sans compensation" situé environ 85 cm plus loin. L'erreur quadratique moyenne sur cette énergie est alors de 3 MeV. La diffusion multiple dans les autres chambres (et les compteurs) est sans importance, comme celle produite dans le bloc de carbone, car elle n'introduit pas de "fausse asymétrie".

2/ Les étincelles ont tendance à être perpendiculaires aux plaques et, si la trajectoire est inclinée par rapport à elles, il y a une incertitude sur le point d'intersection de l'étincelle et de la trajectoire.

Enfin même si celle-ci n'est pas inclinée il se produit des fluctuations de la position de l'étincelle autour de la trajectoire avec un écart type de l'ordre de 0,5 mm. Chaque chambre introduit donc une erreur sur la position de la trajectoire. Le faisceau incident de protons étant à peu près normal aux plaques, l'erreur ainsi introduite est en moyenne identique de part et d'autre du plan vertical contenant le rayon moyen du faisceau de protons. Et il en résulte une erreur de "fausse asymétrie" sur la polarisation inférieure à 0,001.

CHAPITRE (III. 3) : ÉTUDE DU FAISCEAU DE PROTONS

Nous avons étudié les différentes caractéristiques du faisceau de protons après le spectromètre, à savoir : son spectre en énergie, son intensité et ses dimensions géométriques.

A - ANALYSE DU SPECTRE EN ENERGIE.

La figure [11] donne la forme de ce spectre tel qu'il a été mesuré à l'aide d'un des compteurs E1, E2, E3. Nous avons indiqué aussi le spectre calculé des protons de recul dont la diffusion par les électrons est accompagnée d'émission de photons. C'est la queue radiative. Le calcul de ce spectre a été fait suivant la théorie développée par Schwinger [20].

On observe quelques particules d'énergie très supérieure à celle des protons de la diffusion élastique. Le spectre de ces particules est sensiblement uniforme. Le rapport de la hauteur de ce spectre à la hauteur du pic élastique est de 0,7 %. Ces particules peuvent provenir de réactions de photoproduction et d'électroproduction dans les fenêtres de la cible traversées par le faisceau d'électrons ou encore de diffusions à l'intérieur du spectromètre. Une grande partie de ces particules a déjà été éliminée à l'aide des pièces en laiton de l'appendice (figure [6]). Leur spectre s'étend également dans la région du pic élastique et par conséquent une certaine proportion du taux de comptage de la "Coïncidence principale" est due à ces particules. On peut en obtenir la proportion en mesurant le taux de comptage de cette coïncidence en absence d'hydrogène dans la cible. Nous avons ainsi trouvé que cette proportion est de 1,7 %.

Le spectre en énergie des protons détectés présente en-dessous du pic élastique une remontée due aux réactions de photoproduction et d'électroproduction simple :

$$\gamma + p \longrightarrow \pi^\circ + p$$

$$e^- + p \longrightarrow e^- + \pi^\circ + p$$

On a indiqué sur la figure [11] la position calculée du seuil de ces réactions ainsi que celui des réactions de photoproduction et d'électroproduction de 2 mésons π.

A partir du spectre en énergie des protons nous avons calculé la contribution de ces réactions de production de un méson $\pi_\circ$ dans la bande de quantité de mouvement sélectionnée par le compteur SC1. Elle est de 0,1 % environ.

Nous avons de même estimé une limite supérieure de la contribution de l'effet Compton :

$$\gamma + p \longrightarrow \gamma + p$$

D'après les mesures de Martin Deutsch [21] la section efficace différentielle de cette réaction est inférieure à 0,1 μb/ster à 950 MeV et 90° dans le centre de masse. Dans les mêmes conditions la section efficace de photoproduction est de 2,5 μb/ster [22]. Du rapport des deux on déduit que la contribution de l'effet Compton est inférieure à 0,15 %.

B - TAUX DE COMPTAGE DES COMPTEURS.

1/ Taux de comptage de la "Coïncidence principale".

Pour un courant de 0,25 μA transporté par le faisceau d'électrons, le taux de comptage moyen de la "Coïncidence principale" est de 9 coups/s, quand la bande d'énergie sélectionnée par le compteur SC1 est centrée sur le pic élastique.

A partir de ce taux de comptage nous avons calculé la section efficace différentielle de la diffusion élastique électron-proton dans les conditions cinématiques où nous nous sommes placés (énergie des électrons E_o = 950 MeV, angle de diffusion dans le système de centre de masse : θ = 91,2°). Cette mesure de la section efficace ne peut être très précise car nous ne connaissons pas avec précision certaines grandeurs qui interviennent dans le calcul :

- le courant transporté par le faisceau d'électrons : ce courant a été mesuré à l'aide d'un mesureur à électrons secondaires [23] mais l'étalonnage de ce mesureur n'était pas connu avec précision ;

- la longueur de cible observée par le spectromètre : par suite de la forme de l'appendice de la cible d'hydrogène liquide [6] cette longueur est mal définie ;

- l'angle solide accepté par le spectromètre : il n'est qu'approximativement déterminé par la surface de la fente d'entrée du spectromètre.

La précision que l'on peut ainsi obtenir est de l'ordre de 10 %. Elle est moins bonne que les mesures effectuées par Hofstadter [24]. Alors le calcul de la section efficace sert seulement à vérifier que nous retrouvons la valeur prédite à partir des valeurs des facteurs de forme du proton donnés par Hofstadter [24]. Cette valeur prédite est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = 2,33.\ 10^{-32}\ cm^2/ster$$

(Ω_p est l'angle solide correspondant à l'observation du proton dans le système de référence du laboratoire).

La valeur expérimentale que nous avons trouvée est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} = 2,34.\ 10^{-32}\ cm^2/ster$$

2/ Taux de comptage de la coïncidence (3 + 4).

Le compteur SC3 sélectionne seulement 60 % des protons détectés par

la "Coïncidence principale" (1 + 2). Nous avons vu dans la 2ème partie que cette sélection permet d'éliminer des protons passant en dehors du compteur d'anticoïncidence SC5 sans avoir diffusé dans le bloc de carbone.

En plus 30 % des protons qui entrent dans le bloc de carbone ne sont pas détectés par le compteur SC4. En effet ces protons ne sortent pas du bloc de carbone dans lequel ils ont eu une interaction nucléaire.

Il en résulte que le taux de comptage de la coïncidence (3 + 4) est seulement 42 % de celui de la "Coïncidence principale" (1 + 2).

3/ Taux de comptage de l'anticoïncidence (1 + 2 + 3 + 4 - 5).

Le taux de comptage de l'anticoïncidence (1 + 2 + 3 + 4 - 5) est 12 % du taux de comptage de la coïncidence (3 + 4), soit encore 5 % du taux de comptage de la "Coïncidence principale". Si ce dernier est de 9 coups/s, le taux de comptage moyen de l'anticoïncidence est alors de 0,45 coups/s. Avec un temps mort de la caméra de 1 s, le taux de déclenchement des chambres à étincelles est de 1 coup toutes les 4 secondes en moyenne.

C - DIMENSION DU FAISCEAU DE PROTONS DANS LE POLARIMETRE.

Nous avons étudié les dimensions géométriques du faisceau de protons au niveau du compteur d'anticoïncidence SC5. Ceci a pour but de vérifier que ce compteur détecte tous les protons non diffusés dans le bloc de carbone. La figure [33] donne la distribution de ce faisceau de protons en projection horizontale et verticale. Cette distribution a été obtenue en déplaçant dans le plan du compteur SC5 un petit compteur à scintillations dont la largeur sensible est de 2,5 cm. Enfin cette distribution est établie en absence du compteur SC3. La distribution horizontale est plus large que la distribution verticale car la divergence angulaire du faisceau de protons est plus grande dans le plan horizontal que dans le plan vertical. La largeur à mi-hauteur de la distribution horizontale est de l'ordre de 7 cm, celle de la distribution verticale est de l'ordre de 6 cm. Le compteur SC3 réduit cette largeur respectivement à 5 cm et 3 cm.

Si les dimensions du faisceau de protons étaient nulles, c'est-à-dire s'il se réduisait à un seul rayon confondu avec l'axe de symétrie des compteurs et des chambres à étincelles, les limites des valeurs possibles de l'angle de diffusion θ et de l'angle φ seraient simples. Ces limites sont imposées par les dimensions des compteurs SC4 et SC5 et par les surfaces utiles des chambres CH3 et CH4. Ainsi le compteur d'anticoïncidence SC5 impose une limite inférieure θ_0 à l'angle θ. Si θ est inférieur à θ_0 le proton diffusé est détecté par ce compteur. Si θ est supérieur à θ_0, quelle que soit la valeur de l'angle φ le proton passe en dehors du compteur SC5 ; donc toutes les valeurs de φ entre 0 et 2π sont possibles. Le compteur SC4 et les chambres à étincelles CH3 et CH4 imposent des limites analogues aux angles θ et φ.

Mais considérons un proton dont la trajectoire avant la diffusion n'est pas confondue avec l'axe de symétrie du compteur SC5 (figure [34]). Pour un angle θ de diffusion donné et un point de diffusion dans le bloc de carbone donné, sa trajectoire après diffusion décrit un cône quand on fait varier l'angle φ. Dans certains cas ce cône intercepte le compteur SC5. Alors les valeurs possibles de φ sont limitées à celles d'un certain arc capable (φ_1, φ_2). En

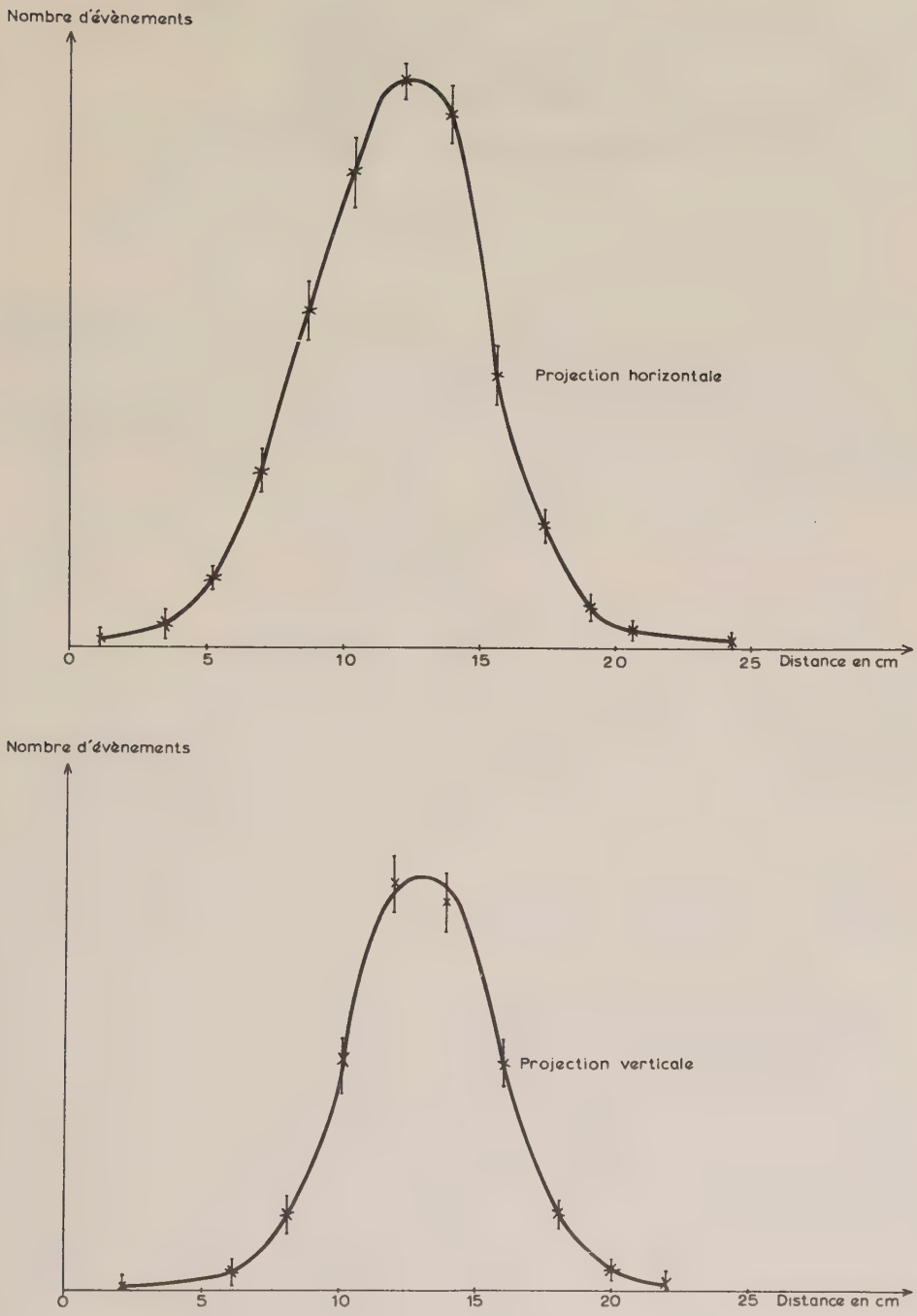


Figure 33 - Distribution du faisceau de protons au niveau du compteur SC5.

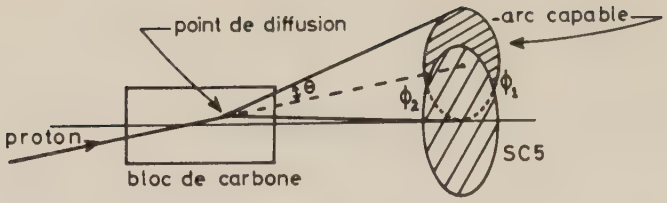


Figure 34 - Schéma de l'arc capable pour une trajectoire de protons.

dessous d'une certaine valeur θ_o de l'angle θ l'arc capable (φ_1, φ_2) devient nul, et au-dessus d'une autre valeur θ_1 il devient égal à $(0, 2\pi)$. Ces limites varient en plus suivant la trajectoire du proton avant la diffusion et suivant le point de diffusion dans le bloc de carbone.

Or la densité de probabilité de l'angle φ dépend de l'arc capable (φ_1, φ_2). Il en résulte qu'il faut calculer cet arc pour chaque proton diffusé observé dans une photo.

CHAPITRE (III. 4) : REPÉRAGES GÉOMÉTRIQUES

Pour mesurer les coordonnées des points d'une trajectoire par rapport au système de référence du laboratoire deux séries de mesures doivent être effectuées :

- repérage de chaque chambre à étincelles par rapport au système du laboratoire,

- repérage de l'étincelle d'un intervalle par rapport à un système de référence lié à la chambre.

A - REPERAGE DES ETINCELLES PAR RAPPORT AUX CHAMBRES.

Une étincelle dans une chambre a une image dans chacune des 2 vues de cette chambre. Les positions de ces 2 images sur le film dépendent de la position de l'étincelle dans la chambre. Si pour chaque vue on connaît la relation entre la position de l'étincelle et celle de son image, on peut alors déterminer les coordonnées de cette étincelle par rapport à un système de référence lié à la chambre. Il suffit pour cela de mesurer les positions des 2 images de l'étincelle.

En faisant l'approximation de Gauss habituelle, la relation entre la position de l'étincelle et celle de son image est une relation homographique. Il est donc nécessaire de déterminer cette relation homographique pour chacune des vues des 4 chambres.

Pour chaque vue cette relation dépend de 5 paramètres qui sont : les 2 coordonnées du centre optique du système de prises de vues et les 3 paramètres déterminant la position du plan du film. La relation homographique peut alors être déterminée en photographiant 5 points correctement choisis. Pour cela nous avons gravé 2 repères A et B sur la face antérieure de la chambre pour la vue considérée, et 3 repères C, D, E sur la face postérieure (figure [35]). Ces repères sont situés au niveau du 1er intervalle traversé par les protons. Nous avons de même gravé 5 repères A1, B1, C1, D1, E1 au niveau du dernier intervalle de la chambre. On peut alors déterminer la direction d'une trajectoire dans la chambre en mesurant l'angle de la trace avec une des droites AA1 et BB1 dans chaque vue.

Pour chaque vue nous avons mesuré les coordonnées de ces repères par rapport à un système de référence lié à la chambre. Ces mesures ont été faites plusieurs fois par 2 expérimentateurs différents. Les écarts types observés sur ces mesures sont de l'ordre de 0,05 mm.

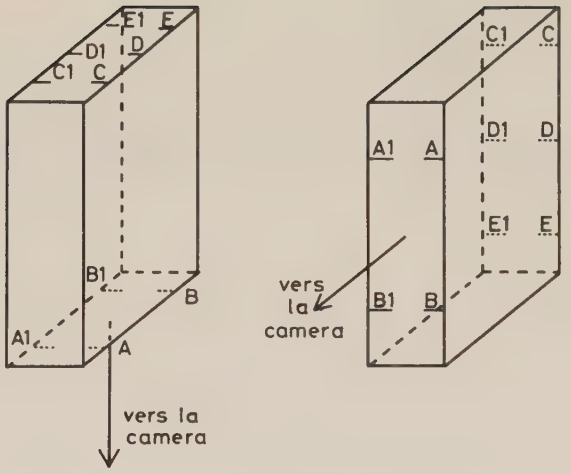


Figure 35 - Schéma des repères gravés sur les parois d'une chambre à étincelles (à gauche les repères correspondants à une vue de dessous de la chambre, à droite ceux correspondants à une vue de côté de la même chambre.)

Le coefficient de dilatation linéaire du plexiglas : 9.10^{-5} nous a obligés de contrôler en permanence la température des chambres. En effet une variation de température de 10 degrés C produit une variation de 0,5 mm sur 600 mm pour la grande chambre et de 0,13 mm sur 150 mm pour les petites chambres. Nous avons en conséquence appliqué une correction aux repérages pour la grande chambre seule.

B - REPERAGE DES CHAMBRES PAR RAPPORT AU LABORATOIRE.

Les coordonnées d'un point dans le système de référence lié au laboratoire (système de laboratoire) ont été rapportées à un système d'axes trirectangulaires OXYZ. L'origine O est au centre du bloc de carbone. L'axe OZ est le rayon moyen du spectromètre à la sortie de celui-ci. L'axe OX est horizontal et l'axe OY vertical.

Le repérage de la position de chaque chambre par rapport au système du laboratoire a été effectué en 3 étapes :

a) L'horizontalité de la face supérieure de chaque chambre a été réglée approximativement et mesurée avec une précision de 10^{-4} radian pour les petites chambres et de 10^{-5} radian pour la grande chambre.

b) Les distances au plan vertical YOZ des repères de la face supérieure ont été mesurées en les visant à l'aide d'un théodolite dont l'axe vertical de rotation est dans le plan YOZ. (figure [36]). La précision est de 0,05 mm.

c) La hauteur de la face supérieure a été mesurée à l'aide d'un cathétomètre avec une précision de 0,05 mm.

Il y a une compensation partielle des erreurs systématiques commises dans ces repérages. En effet l'horizontalité des chambres est mesurée avec le même niveau pour les 3 petites chambres ; le même cathétomètre et le même théodolite servent pour toutes les chambres. Néanmoins les distances des chambres à ces 2 appareils de mesure ne sont pas identiques et de ce fait la compensation des erreurs systématiques n'est pas totale.

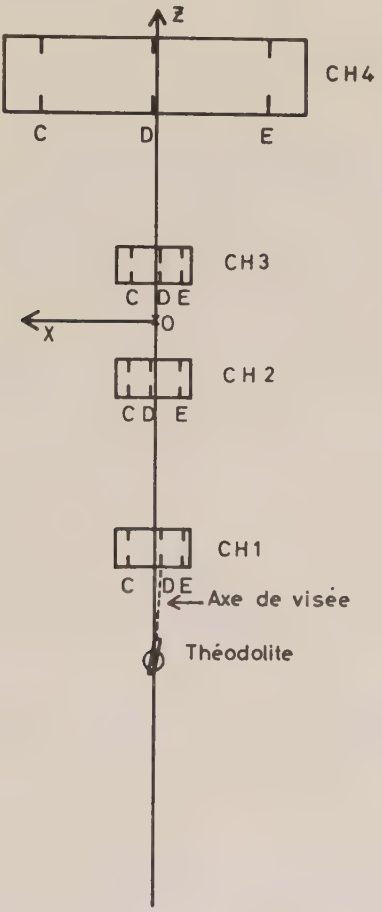


Figure 36 - Schéma des visées au théodolite.

Le repérage des chambres par rapport au système du laboratoire a été effectué avant et après chaque prise de données. A chaque fois ce repérage a été fait par deux observateurs de manière indépendante. On a trouvé ainsi que la variation de la position d'une chambre pendant la prise des données est inférieure à 0,06 mm.

CHAPITRE (III. 5) : LA PRISE DES DONNÉES

Nous avons pris environ 60.000 photos. Ceci permettrait en principe d'obtenir une erreur statistique de l'ordre de 0,008. En fait nous verrons dans la 4ème partie qu'une photo sur 6 seulement est utilisée dans le calcul de la polarisation. L'erreur statistique est alors de l'ordre de 0,02.

La prise de ces photos a nécessité 260 heures de fonctionnement de l'accélérateur. Ce temps a été réparti sur 3 fins de semaines du mois de mai 1963.

Nous avons également pris 100 photos en absence d'hydrogène dans la cible. Ces photos servent à déduire des 60.000 photos la contribution de celles qui correspondent à des protons ne provenant pas de l'hydrogène de la cible.

Un certain nombre de mesures ont été faites en même temps que nous avons pris les photos :

1 - PHOTOGRAPHIE DES REPERES GRAVES SUR LES CHAMBRES.

Au début et à la fin de chaque film, nous avons photographié les 5 repères de chacune des vues pour pouvoir déterminer la relation homographique de cette vue.

Pour chaque photo en même temps que l'étincelle nous avons photographié les 2 repères A et B de la face antérieure correspondant à chaque vue. Ceci permet de déterminer la position de l'image d'une étincelle sur le film.

2 - HAUTEUR DES SIGNAUX DU COMPTEUR SC4.

Nous avons contrôlé en permanence la hauteur des signaux du compteur SC4 pour être sûrs de son efficacité ; (nous avons vu au chapitre (III.1) qu'une inefficacité de ce compteur peut produire une erreur de "fausse asymétrie)".

3 - TAUX DE COMPTAGE DES COINCIDENCES.

Nous avons noté en permanence les taux de comptage de toutes les coïncidences et de l'anticoïncidence pour vérifier la stabilité du faisceau d'électrons et de notre appareillage. En particulier les taux de comptage des

coïncidences établies avec les 3 compteurs E1, E2, E3 permettent de vérifier que la bande d'énergie sélectionnée par le compteur SC1 est centrée sur le pic élastique de la diffusion électron-proton.

4 - TEMPERATURE DE LA GRANDE CHAMBRE CH4.

Nous avons repéré en permanence cette température. Ceci permet d'appliquer une correction à la position des repères de cette chambre pour tenir compte de sa dilatation.

QUATRIÈME PARTIE

DÉPOUILLEMENT DES PHOTOS ET CALCUL DE LA POLARISATION

CHAPITRE (IV. 1) : DÉPOUILLEMENT DES PHOTOS

Le dépouillement des 60.000 photos prises comprend 2 parties :

a) une sélection des photos,

b) les mesures effectuées sur les photos sélectionnées.

A - SELECTION DES PHOTOS.

Une bonne photo doit présenter dans chaque vue d'une chambre à étincelles une trace correspondant au passage d'un proton au travers de la chambre. Rappelons que nous appelons trace une suite d'étincelles alignées dans les différents intervalles d'une chambre. Comme il a été indiqué dans le chapitre (III. 2) (paragraphe B) nous avons fixé à 3 le nombre minimum d'étincelles que doit comporter cette suite d'étincelles pour définir une trace. Néanmoins nous avons abaissé à 2 ce nombre minimum pour la grande chambre CH4 pour tenir compte de sa moins bonne efficacité et du fait que certains protons s'arrêtent dans les premières plaques de la chambre.

Nous avons éliminé les photos correspondant à un des deux cas suivants :

a) *Pas de trace dans une des chambre à étincelles*

Ceci arrive très rarement dans les petites chambres mais est assez fréquent dans la grande chambre. Cette absence de trace dans la grande chambre peut être due, soit à des protons dont la trajectoire passe en dehors de la grande chambre, soit à des protons perdus par interaction nucléaire dans le compteur SC4 ou dans l'absorbeur de cuivre placé en avant de la 1ère plaque de CH4 ou encore dans la 2ème plaque de CH4, 30 % des photos sont éliminées par ce critère.

b) *Deux traces dans une chambre à étincelles*

Nous avons vu au chapitre (III. 2) qu'une des 2 traces correspond à un proton, l'autre : soit à une particule due au rayonnement de bruit de fond, soit à un autre proton. Nous avons vu aussi dans ce chapitre (III. 2) que la présence de 2 traces dans une chambre entraîne une ambiguité sur la détermination des trajectoires. C'est la raison pour laquelle nous devons éliminer

les photos présentant ce cas. 15 % des photos sont ainsi éliminées.

Nous avons vu dans le chapitre (III.2) (paragraphe C) que l'inefficacité de la grande chambre introduit une erreur sur l'énergie d'excitation du noyau de carbone diffuseur. Nous avons vu aussi qu'il peut en résulter une erreur de "fausse asymétrie" par suite d'une incertitude sur la limite supérieure des énergies d'excitation permises. Une limite supérieure de 10 MeV permettrait d'éliminer les évènements pour lesquels l'énergie d'excitation du noyau de carbone correspond à des niveaux d'énergie de 15 MeV ou plus. En effet pour ces niveaux le pouvoir analyseur du carbone est très différent et varie assez vite en fonction de l'angle θ de diffusion et de l'énergie E du proton.

Nous verrons plus loin que nous avons calculé la polarisation des protons observés en les divisant en plusieurs groupes correspondant à des valeurs différentes de l'énergie d'excitation. Nous avons appliqué un test du χ^2 aux différentes valeurs de la polarisation ainsi obtenues. Le tableau (VIII) donne les 2 valeurs de χ^2 pour les 2 composantes transverses de la polarisation.

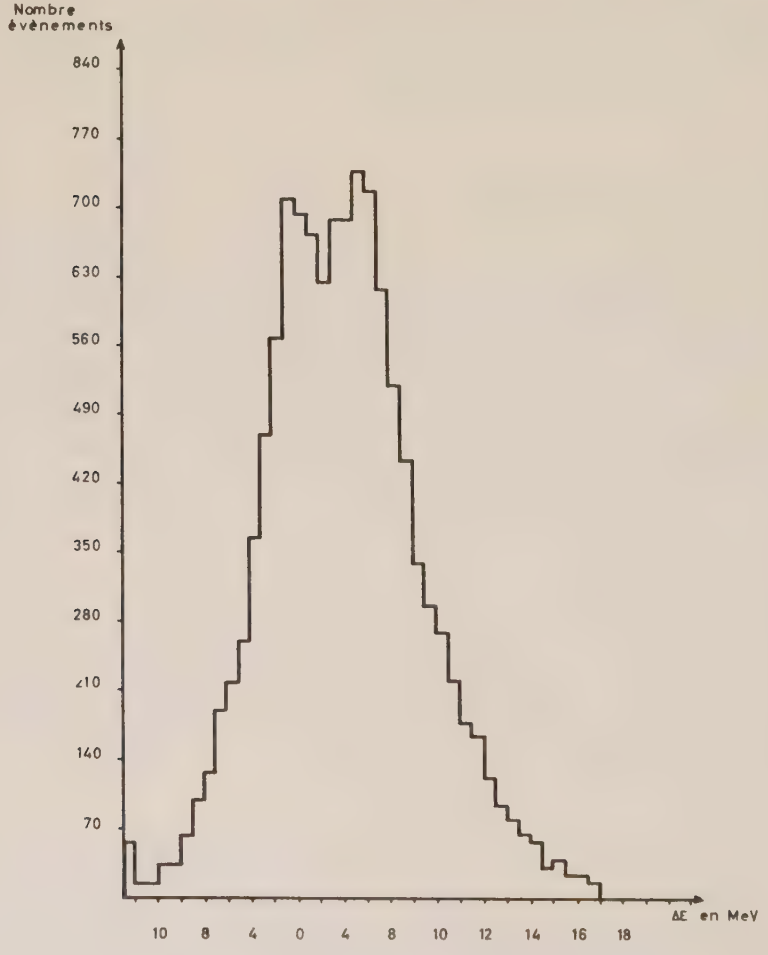


Figure 37 - Distribution de l'énergie d'excitation ΔE du noyau de carbone diffuseur.

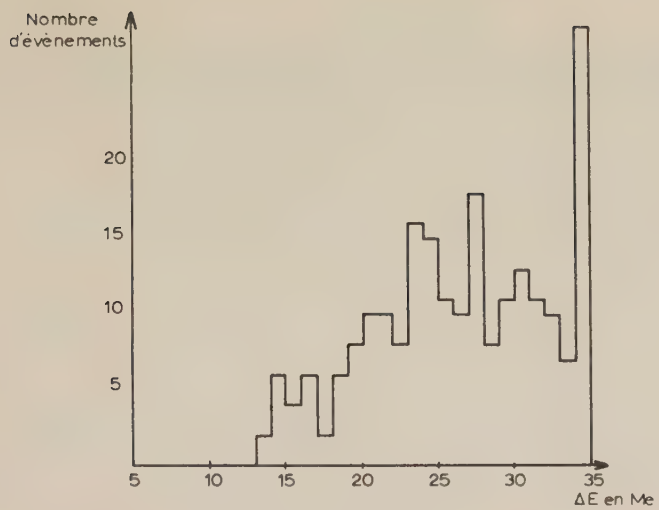


Figure 38 - Distribution de l'énergie d'excitation ΔE pour des protons s'arrêtant avant le 4ème intervalle de la grande chambre.

La probabilité très faible d'avoir χ^2 supérieur à ces 2 valeurs montre que la polarisation n'est pas constante en fonction de l'énergie d'excitation calculée. Nous avons aussi appliqué un test du χ^2 en divisant les protons en plusieurs groupes suivant la plaque de la grande chambre dans laquelle ils s'arrêtent (tableau (VIII)). On trouve aussi que la polarisation n'est pas constante en fonction du numéro de cette plaque d'arrêt. Ces deux tests mettent en évidence l'erreur de "fausse asymétrie" effectivement produite par l'inefficacité de la grande chambre.

Pour éviter cette erreur de "fausse asymétrie" nous n'avons pas imposé de limite supérieure aux énergies d'excitation permises. Mais pour réduire le nombre d'évènements correspondant à des énergies d'excitation supérieures à 10 MeV, nous avons éliminé en dépouillant les photos celles où le proton s'arrête avant le 4ème intervalle de la grande chambre. 18 % des photos sont ainsi éliminées.

La figure [37] donne un histogramme des évènements restants en fonction de l'énergie d'excitation calculée. Considérons un évènement pour lequel la dernière étincelle de la trace dans la grande chambre manque par suite de son inefficacité. Le parcours calculé du proton correspondant est alors plus petit que le parcours réel par suite de l'erreur commise sur la plaque dans laquelle il s'arrête. Et l'énergie d'excitation calculée du noyau de carbone diffuseur est supérieure à l'énergie d'excitation réelle. L'histogramme précédent indique donc un nombre trop grand d'évènements ayant une énergie d'excitation supérieure à 10 MeV. Il permet seulement de déduire que la proportion d'évènements correspondant à des niveaux d'énergie du carbone de 15 MeV ou plus est inférieure à 6 %. La figure [38] donne un histogramme semblable pour les photos éliminées parce que le proton s'arrête avant le 4ème intervalle.

Une erreur de "fausse asymétrie" est alors produite si l'efficacité du 4ème intervalle varie d'un point à un autre de la surface utile de la grande chambre. En effet on élimine des photos correspondant à des protons qui s'arrêtent dans les plaques situées entre le 4ème et le 6ème intervalle (le 5ème étant un intervalle mort) et qui ne donnent pas d'étincelle dans le 4ème intervalle par suite de son inefficacité. Nous verrons plus loin que cette

erreur est faible car l'efficacité de ce 4ème intervalle est bonne.

En conclusion résumons les 3 cas d'élimination des photos au dépouillement :

a) Pas de traces dans une chambre à étincelles.

b) Deux traces dans une chambre à étincelles.

c) Trace s'arrêtant avant le 4ème intervalle de la grande chambre.

B - MESURES EFFECTUEES SUR LES PHOTOS SELECTIONNEES.

Rappelons que ces mesures ont pour but de déterminer la trajectoire de chaque proton observé avant et après diffusion dans le bloc de carbone. Plus précisément elles permettent de repérer la trajectoire dans chaque chambre à étincelles par rapport à un système de référence lié à la chambre considérée.

Pour chaque film ces mesures portent d'une part sur les photos des 5 repères gravés sur les faces antérieures et postérieures des chambres à étincelles, d'autre part sur les photos sélectionnées.

1/ Photos des 5 repères.

Ces photos prises au début et à la fin de chaque film permettent de déterminer la relation homographique entre la position d'une étincelle et celle de son image sur une vue. Nous avons vu au chapitre (III.4) que cette relation peut être déterminée en photographiant 5 repères gravés sur les parois de la chambre. Pour chaque vue, 2 de ces repères (A et B) sont gravés sur la face antérieure et 3 sur la face postérieure (C.D.E.) (figure [35]).

Soit X, Y les coordonnées d'un point d'une chambre dans un plan lié à la chambre et parallèle aux plaques. Soit aussi x la coordonnée de l'image de ce point sur le film suivant un axe parallèle à l'image des plaques (figure [39]). La relation homographique est de la forme :

$$x = \frac{X + \beta Y + \gamma}{\alpha' X + \beta' Y + \gamma'}$$

Les coordonnées X et Y de chaque repère ont été mesurées comme il a été indiqué au chapitre (III.4), paragraphe A. En mesurant les coordonnées x de l'image de chaque repère, la relation précédente donne 5 équations linéaires permettant de calculer les coefficients β, γ, α', β', γ'.

Soit a, b, c, d, e les images des 5 repères A, B, C, D et E. Nous avons défini la coordonnée x de l'image d'un point, par exemple le repère C, par la relation :

$$x = \frac{ac}{ab}$$

Pour mesurer x il suffit donc de mesurer les distances ac et ab. Cette définition a l'avantage d'être indépendante des dilatations du film.

Sur chaque photo des 5 repères nous avons mesuré cette coordonnée x pour les 3 repères de la face postérieure dans chacune des 8 vues. Ces mesures ont été effectuées sur une dizaine de photos placées au début et à

la fin de chaque film pour réduire les erreurs de pointé commises dans ces mesures. Nous avons alors fait la moyenne des valeurs obtenues pour les coefficients de chaque relation homographique.

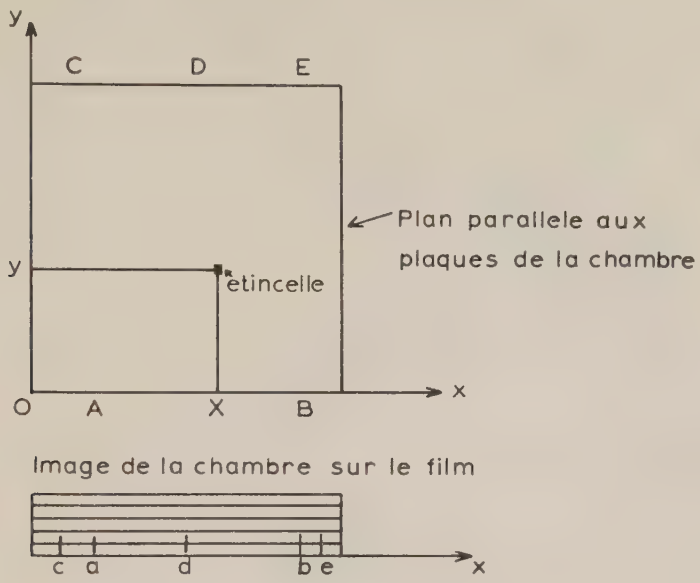


Figure 39 - Schéma du système de coordonnées lié à une chambre à étincelles et du système de coordonnées sur le film.

2/ Photos sélectionnées.

Deux séries de mesures ont été effectuées :

a) La première permet de déterminer dans chaque chambre les coordonnées d'un point de la trajectoire d'un proton. Ce point est situé au milieu du 1er intervalle traversé par le proton.

Pour cela on mesure sur chaque vue la coordonnée x de la trace au milieu du 1er intervalle. Ensuite connaissant les 2 coordonnées x et les 2 relations homographiques des 2 vues de la chambre, on résoud un système de 2 équations linéaires pour obtenir les coordonnées de ce point dans un système de référence lié à la chambre. Enfin à partir des repérages géométriques de cette chambre on calcule les coordonnées du point de la trajectoire dans le système du laboratoire.

b) La deuxième mesure permet de déterminer la direction de la trajectoire dans chaque chambre. Pour cela on mesure sur chaque vue l'angle entre la trace du proton et une droite fixe liée à la chambre. Cette droite fixe est la bissectrice des droites aal et bbl, a et b étant les images des 2 repères de la face antérieure dans le 1er intervalle (figure [35]) al et bl celles de 2 repères de la face antérieure dans le dernier intervalle de la chambre.

Connaissant les coordonnées de 4 points de la trajectoire d'un proton dans le système du laboratoire, on calcule les grandeurs suivantes :

a) l'angle θ entre la trajectoire (I) du proton avant le bloc de carbone (figure [14]) et la trajectoire (II) après le bloc ;

b) l'angle φ entre la perpendiculaire commune à ces 2 trajectoires et la direction verticale ;

c) la position du pied de cette perpendiculaire sur la trajectoire (I) ;

d) la distance minimum ρ entre ces 2 trajectoires (cette distance serait nulle s'il n'y avait pas de diffusion multiple dans le bloc de carbone) ;

e) les limites φ_1 et φ_2 de l'arc capable de l'angle φ. Rappelons que cet arc capable désigne l'intervalle des valeurs expérimentalement possibles pour φ quand les autres paramètres de la trajectoire restent fixes (figure [34]). Dans ce calcul les compteurs SC4 et SC5 sont remplacés par 2 compteurs fictifs. Nous avons aussi introduit un compteur fictif limitant la surface utile de la grande chambre CH4. Nous avons vu au chapitre (II.4) que ces compteurs fictifs permettent d'éviter des erreurs de "fausse asymétrie" ;

f) l'énergie W qu'aurait eu le proton s'il avait été émis exactement à un angle de 40,3° dans la diffusion élastique électron-proton. W est obtenue en cherchant l'intersection de la trajectoire avec le plan focal "avec compensation" du spectromètre ;

g) l'énergie E du proton au moment de la 2ème diffusion. E est obtenue en cherchant l'intersection de la trajectoire avec le plan focal "sans compensation" et en tenant compte de la perte d'énergie dans le bloc de carbone ;

h) l'énergie d'excitation ΔE communiquée au noyau de carbone diffuseur. ΔE est calculée à partir de l'énergie E et du parcours du proton après la 2ème diffusion ;

i) on calcule l'angle entre la trajectoire calculée et la direction de cette trajectoire mesurée dans chaque chambre par la 2ème mesure. Plus précisément on calcule les 2 projections de cet angle sur un plan horizontal et un plan vertical. On a ainsi 8 angles projetés pour les 4 chambres à étincelles. Nous appellerons $\Delta\alpha$ l'un quelconque de ces 8 angles.

C - TABLE DE MESURE DES PHOTOS.

Cet appareillage nous a été fourni par la Société Française des Appareillages de Télécommandes. Il comprend (figure [40]) une table de projection, un appareil de mesure des coordonnées, un ensemble convertisseur-programmeur et une perforatrice de cartes IBM 026.

1/ La table de projection.

Elle est formée d'une table horizontale sur laquelle sont projetées les photos. Le grandissement linéaire du projecteur est de 23 si bien que les chambres apparaissent sur la table approximativement en vraie grandeur.

2/ Appareil de mesures des coordonnées.

Il est formé d'une règle déplaçable sur la table à l'aide d'un appareil à dessiner. Cette règle porte 2 traits fins rectangulaires (figure [40]). Le point de rencontre de ces 2 traits est amené en coïncidence avec le point de la photo dont on veut mesurer la coordonnée x. En plus la règle tourne autour d'un axe perpendiculaire à la table pour pouvoir amener en coïncidence le plus grand de ses traits avec une droite de la photo dont on veut mesurer l'angle.

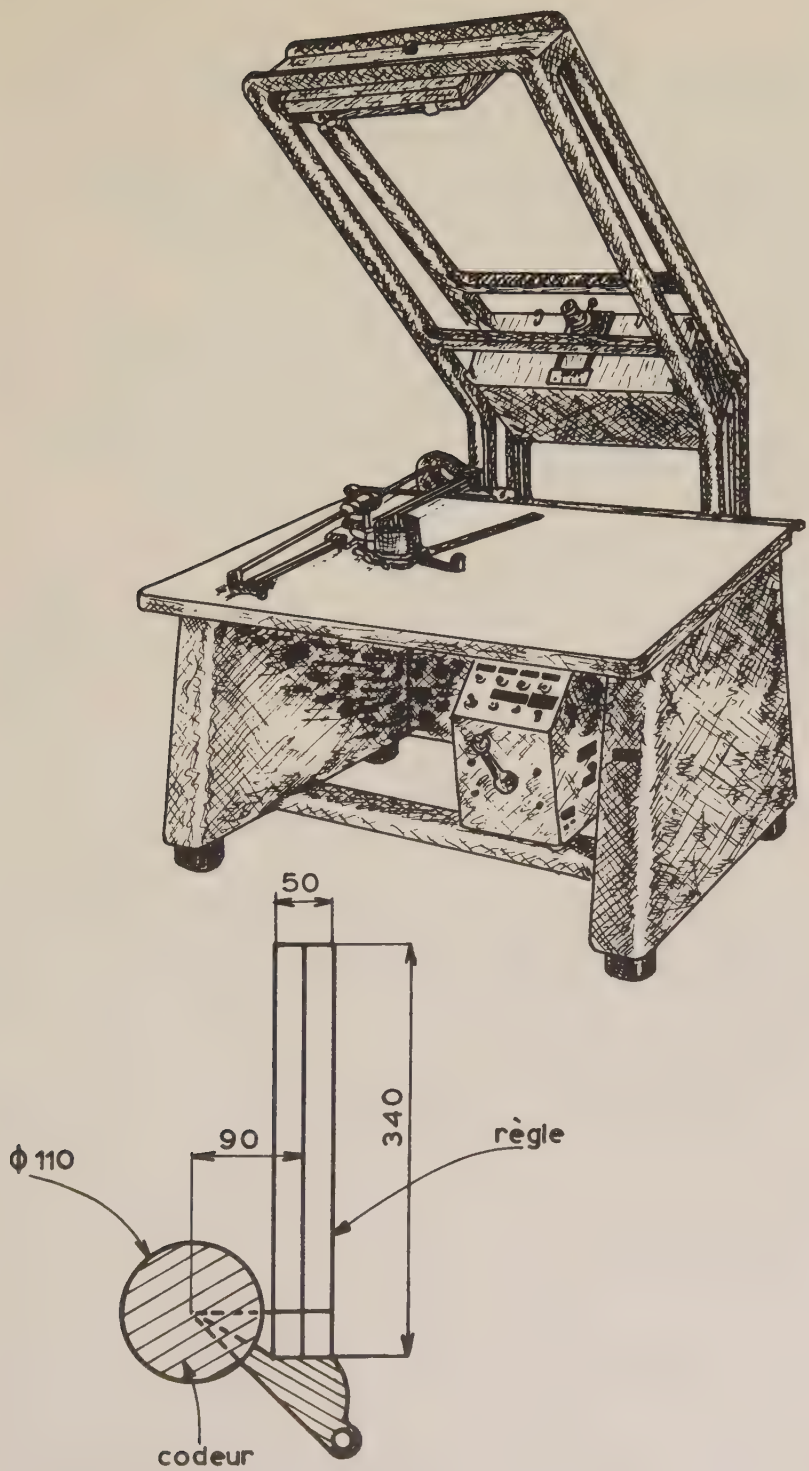


Figure 40 - Schéma de la table de projection et de la règle de mesures.

L'abscisse d'un point suivant un axe parallèle au sens de déplacement du film est mesurée à l'aide d'un codeur analogue-digital à 4 chiffres. La résolution de ce codeur est de 0,1 mm et il est linéaire sur une longueur de 1 m avec une erreur inférieure à 0,1 mm.

L'angle du grand trait de la règle est mesuré à l'aide d'un 2ème codeur analogue-digital à 3 chiffres. Sa résolution est de $\frac{\pi}{1000}$ radian.

3/ L'ensemble convertisseur-programmeur.

Il comprend une partie électromécanique de conversion et de stockage des mesures effectuées par les 2 codeurs, une autre partie assure l'enregistrement des mesures sur une perforatrice IBM 026. Il permet en outre d'enregistrer des données numériques affichées manuellement sur un panneau de commande (ces données sont : numéro de la photo, numéro du film, numéro de la personne dépouillant les photos, numéro de la plaque dans laquelle s'arrête le proton dans la grande chambre).

D - OPERATIONS DE DEPOUILLEMENT.

Le dépouillement des 60.000 photos a été effectué par un groupe de 20 personnes qui ont travaillé pendant un an environ. Seulement 22.000 photos ont été sélectionnées. Les mesures effectuées sur ces photos nécessitent 3 pointés faites avec l'aide de la règle pour chaque vue. On pointe successivement :

a) le repère A (figure [25 bis]). Le grand trait de la règle passant d'autre part par le repère A1 ;

b) le repère B, le grand trait de la règle passant par le repère B1 ;

c) la trace : le point de rencontre des 2 traits est placé au milieu du 1er intervalle ; le grand trait est aligné avec les étincelles de la trace en faisant une moyenne sur les positions de ces étincelles pour tenir compte de la dispersion de ces étincelles autour de la trajectoire.

Pour les photos des repères des faces postérieures, ces repères sont pointés comme on pointe une trace.

Ces pointés sont effectués avec un écart type de l'ordre de 0,3 mm en moyenne. Après chaque pointé on enregistre les valeurs données par les 2 codeurs.

Les 8 vues de chaque photo sélectionnée nécessitent ainsi 24 pointés. Le temps nécessaire pour faire toutes ces pointés est de l'ordre de 5 minutes. L'ensemble des informations obtenues pour une photo sélectionnée est réparti sur 5 cartes perforées. Pour 22.000 photos sélectionnées on a ainsi 110.000 cartes.

Les calculs pour déterminer les trajectoires des protons ont été faits à l'aide de l'ordinateur UNIVAC 1107 de la Faculté des Sciences d'Orsay. Les résultats de ces calculs ont été enregistrés sur une bande magnétique pour pouvoir servir ensuite au calcul de la polarisation. Les programmes de lecture des cartes perforées et d'enregistrement sur bande magnétique ont été établis par M. Bizot en langage symbolique SLEUTH II. Les programmes de calcul ont été établis en langage symbolique FORTRAN IV.

CHAPITRE (IV. 2) : CALCUL DE LA POLARISATION

Le calcul de la polarisation comprend deux parties :

a) une 2ème sélection des évènements :

Cette sélection est faite à partir des valeurs calculées des grandeurs (ϑ, φ, etc...) caractérisant une trajectoire. Ceci permet d'éliminer un certain nombre d'évènements susceptibles d'introduire une erreur sur la valeur de la polarisation.

b) le calcul proprement dit de la polarisation.

A - SELECTION DES EVENEMENTS.

Cette sélection a porté sur les 22.000 évènements obtenus par le dépouillement des photos. Nous avons utilisé les critères d'élimination successifs suivants :

1/ Elimination des évènements dont un angle $\Delta\alpha$ est plus grand qu'un angle limite $\Delta\alpha_o$.

Rappelons que pour chaque chambre à étincelles on a 2 angles $\Delta\alpha$, dans 2 plans, l'un horizontal, l'autre vertical. Ces 2 angles sont les 2 projections de l'angle entre la trajectoire calculée du proton et la direction de cette trajectoire obtenue en mesurant l'angle de la trace par rapport à une droite fixe liée à la chambre. Nous avons tracé la distribution des valeurs observées pour chacun de ces 8 angles $\Delta\alpha$ (figure 41). Au voisinage de la valeur 0 cette distribution est une distribution de Gauss due principalement aux erreurs de pointé des traces. La valeur moyenne de cette distribution serait nulle s'il n'y avait pas d'erreur systématique dans la mesure des coordonnées d'un point de la trajectoire. En fait les valeurs observées de l'écart entre cette valeur moyenne et 0 sont de l'ordre de 3.10^{-3} radian. Cet écart correspond à une erreur systématique de 0,1 mm sur les coordonnées d'un point. La largeur de cette distribution est d'autant plus grande que les traces sont plus inclinées par rapport aux plaques des chambres en moyenne. Nous avons choisi $\Delta\alpha$ égal à 5 fois l'écart type de cette distribution de Gauss. Nous avons alors éliminé les évènements pour lesquels un des $\Delta\alpha$ est en valeur absolue supérieur à la limite $\Delta\alpha_o$ correspondante. 4600 évènements ont été ainsi éliminés.

Parmi ces évènements éliminés 60 % d'entre eux le sont à cause d'un des 2 angles $\Delta\alpha$ de la chambre CH3. Ceci est dû principalement aux protons

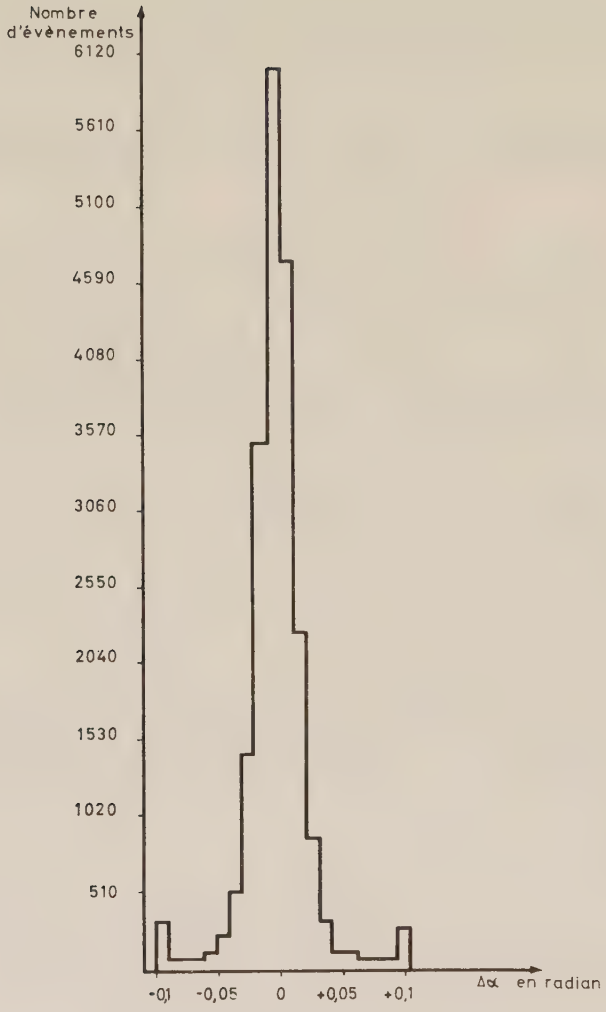


Figure 41 - Distribution d'un angle $\Delta\alpha$.

qui diffusent dans cette chambre ou dans le compteur SC4 placé derrière elle. En effet si un proton diffuse en un point situé entre les chambres CH3 et CH4, sa trajectoire à la sortie du bloc de carbone n'est plus rectiligne. Il en résulte une différence entre la direction de sa trajectoire calculée à l'aide de 2 points (un dans CH3 et un dans CH4) et la direction mesurée dans la chambre CH3. Pour vérifier ceci nous avons tracé (figure [52]) la distribution du point de diffusion, le long du rayon moyen du faisceau pour ces évènements éliminés à cause d'un angle $\Delta\alpha$ de la chambre CH3.

2/ Elimination des évènements ayant une longueur ρ supérieure à 15 mm.

Rappelons que ρ est la longueur de la perpendiculaire commune (figure

[14]) à la trajectoire (I) du proton avant le bloc de carbone et la trajectoire (II) après le bloc. Nous avons tracé la distribution des valeurs observées de ρ (figure [42]). Au voisinage de 0 on a ainsi une distribution de Gauss avec un écart type de 4 mm environ. Cette distribution est due principalement à la diffusion multiple des protons dans le bloc de carbone.

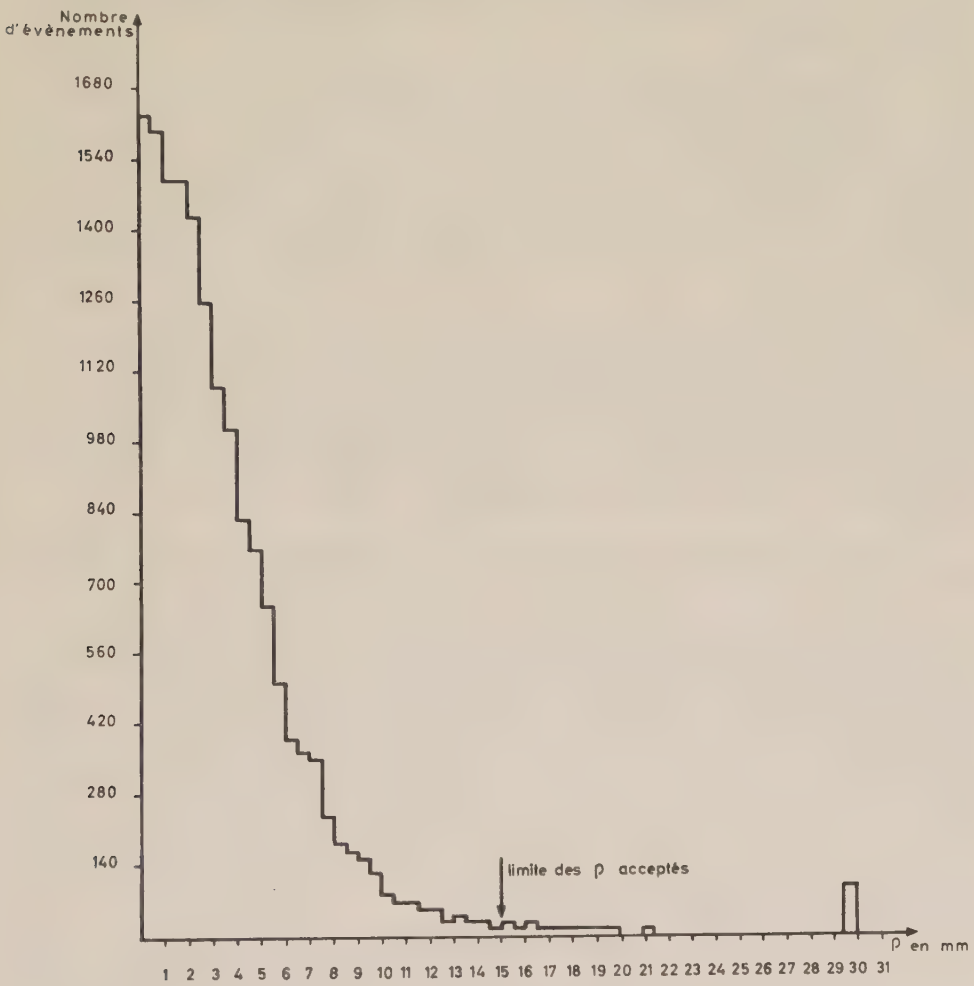


Figure 42 - Distribution de la longueur ρ de la perpendiculaire commune.

Nous avons éliminé les évènements pour lesquels ρ est supérieur à 15 mm. En effet, ces évènements correspondent principalement soit à une erreur de mesure importante soit à une diffusion plurale dans le bloc de carbone. 500 évènements ont ainsi été éliminés.

3/ Elimination des évènements dont l'énergie W n'est pas comprise entre 318 et 329 MeV.

W est l'énergie qu'aurait eu le proton s'il avait été émis exactement à

un angle de 40,3° dans la diffusion élastique électron-proton. Nous avons tracé la distribution des évènements en fonction de W (figure [43]). Cette distribution représente le pic élastique déjà obtenu à l'aide d'un petit compteur (figure [11]).

L'intervalle 318, 329 MeV est la bande d'énergie W sélectionnée par le compteur SC1. 5 évènements seulement sont en dehors de cet intervalle et ont été éliminés.

4/ Elimination des évènements dont l'angle θ est inférieur à 8°.

Nous avons tracé la distribution des angles θ observés (figure [44]). Cette distribution présente un maximum vers 10°. Pour les angles supérieurs la distribution décroît par suite de la diminution de la section efficace de diffusion proton-carbone. En-dessous de 10° la distribution décroît rapidement car la majeure partie des évènements diffusant à un angle inférieur à 10° passe dans le compteur d'anticoïncidence SC5 et ces évènements ne sont pas photographiés.

Nous avons éliminé les évènements pour lesquels θ est inférieur à 8° car le pouvoir analyseur du carbone devient de plus en plus mal connu en-dessous de cette limite. En effet l'influence de la diffusion multiple sur le pouvoir analyseur devient de plus en plus grande, comme nous l'avons vu au chapitre (II.4). La correction à apporter au pouvoir analyseur est déjà de l'ordre de 10 % pour $\theta = 8°$. De même l'influence de la diffusion plurale augmente quand θ décroît. 2200 évènements ont ainsi été éliminés.

5/ Elimination des évènements qui diffusent en dehors du bloc de carbone.

Le point où se produit la 2ème diffusion d'un proton est donné par le pied de la perpendiculaire commune à la trajectoire du proton avant le bloc et à sa trajectoire après le bloc (figure [14]). Nous avons tracé la distribution de ce point de diffusion le long du rayon moyen du faisceau de protons (figure [45]). Cette distribution indique qu'un certain nombre de points de diffusion sont en dehors du bloc de carbone. Ceci peut être dû soit à l'incertitude sur le point de diffusion réel par suite de la diffusion multiple dans le bloc, soit aux diffusions qui se produisent dans les chambres à étincelles et les compteurs, particulièrement dans la chambre CH2 et le compteur SC4. Ne connaissant pas le pouvoir analyseur pour des diffusions en dehors du bloc de carbone nous avons éliminé les évènements correspondants. 2500 évènements ont été ainsi éliminés.

6/ Elimination des évènements dont l'arc capable est limité par 2 compteurs fictifs.

Rappelons qu'il y a 3 compteurs fictifs de forme circulaire (figure [46]). Le premier CF1 remplace dans le calcul le compteur SC4 et ses dimensions sont plus petites que celles de ce compteur. Le deuxième CF2 remplace le compteur SC5 et ses dimensions sont plus grandes que celles de ce compteur. Enfin le 3ème CF3 limite la surface utile de la grande chambre CH4 et son diamètre est plus petit que celui de cette surface utile.

Nous avons éliminé les évènements dont l'arc capable de l'angle θ est limité par plus d'un de ces 3 compteurs fictifs. En effet cet arc capable n'est plus alors simplement connexe et le calcul de la polarisation devient plus complexe. Nous avons également éliminé les évènements pour lesquels

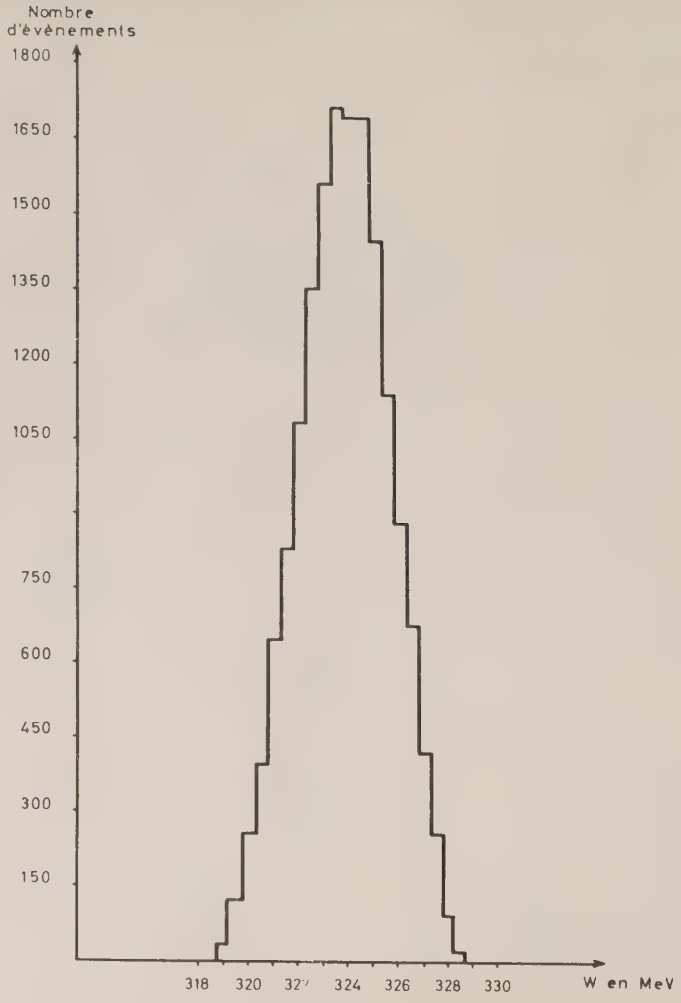


Figure 43 - Distribution de l'énergie W.

Figure 44 - Distribution de l'angle θ.

Figure 45 - Distribution du point de diffusion le long du rayon moyen du faisceau de protons.

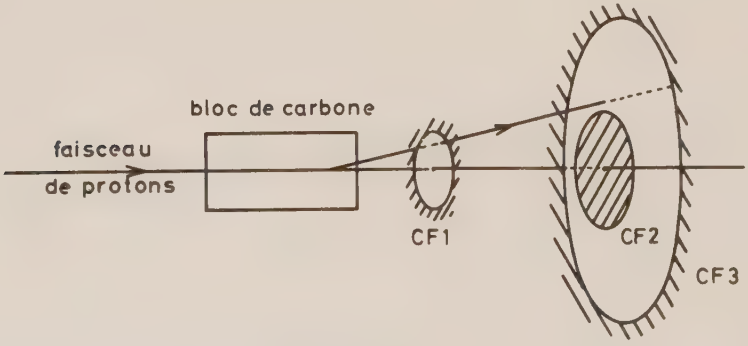


Figure 46 - Schéma des 3 compteurs fictifs.

la trajectoire passe soit en dehors de CF1 ou de CF3, soit à l'intérieur de CF2. 1500 évènements ont été ainsi éliminés.

Au total sur les 22.000 évènements dépouillés nous en avons retenu seulement 9223 pour le calcul de la polarisation. Sur ces 9223 évènements, 5083 ont un arc capable de l'angle φ égal à 2π. Les 4140 autres ont un arc capable limité par l'un des 3 compteurs fictifs. Ces derniers évènements permettent de calculer la polarisation avec une précision statistique plus faible que celle qu'on aurait si la longueur de leur arc capable était 2π. Néanmoins nous verrons qu'ils permettent d'améliorer notablement la précision statistique obtenue avec les seuls évènements à arc capable de 2π.

B - CALCUL DE LA POLARISATION.

Pour ce calcul nous avons utilisé une méthode dérivée de celle du maximum de vraisemblance. Cette méthode a été mise au point par M. Bizot.

Considérons le ième évènement de l'ensemble des 9223 évènements retenus et notons par l'indice i les valeurs prises par les grandeurs caractérisant la trajectoire du proton observé.

En supposant toutes ces grandeurs fixes, seul l'angle φ pouvant varier sur toute la longueur de l'arc capable $(0, 2\pi)$, la densité de probabilité de φ est alors :

$$f_i(\varphi) = \frac{1 + A_i(X \sin \varphi + Y \cos \varphi)}{2\pi}$$

A_i est le pouvoir analyseur. X est la valeur de la composante horizontale de la polarisation transverse et Y celle de la composante verticale (dans notre cas Y est positif si cette composante est dirigée vers le haut). Rappelons que X est nul par suite de la conservation de la parité dans les interactions électromagnétiques.

Si la longueur de l'arc capable de l'angle φ est inférieure à 2π, le théorème des probabilités conditionnelles donne la densité de probabilité des angles φ observables :

$$f_i(\varphi) = \frac{1}{2\omega_i} \times \frac{1 + A_i(X \sin \varphi + Y \cos \varphi)}{1 + A_i\eta_i(X \sin \psi_i + Y \cos \psi_i)}$$

avec :

$$\omega_i = \frac{1}{2}(\varphi_2 - \varphi_1), \quad \psi_i = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$$

et :

$$\eta_i = \frac{\sin \omega_i}{\omega_i}$$

Posons :

$$F = \prod_{i=1}^{N} f_i(\varphi_i)$$

φ_i étant la valeur observée de φ pour le ième évènement et N le nombre total d'évènements retenus (N = 9223). La méthode du maximum de vraisemblance consiste à résoudre en X et Y le système de 2 équations :

$$\frac{\partial \text{Ln } F}{\partial X} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \text{Ln } F}{\partial Y} = 0$$

Explicitons ces 2 équations :

$$\sum_{i=1}^{N} \left[\frac{A_i \sin \varphi_i}{1 + A_i(X \sin \varphi_i + Y \cos \varphi_i)} - \frac{A_i \eta_i \sin \psi_i}{1 + A_i \eta_i(X \sin \psi_i + Y \cos \psi_i)} \right] = 0$$

$$\sum_{i=1}^{N} \left[\frac{A_i \cos \varphi_i}{1 + A_i(X \sin \varphi_i + Y \cos \varphi_i)} - \frac{A_i \eta_i \cos \psi_i}{1 + A_i \eta_i(X \sin \psi_i + Y \cos \psi_i)} \right] = 0$$

Développons ces deux équations au 1er ordre en X et Y :

$$X \sum_{i=1}^{N} A_i^2(\sin^2 \varphi_i - \eta_i^2 \sin^2 \psi_i) + Y \sum_{i=1}^{N} A_i^2 \ (\sin \varphi_i \cos \varphi_i - \eta_i^2 \sin \psi_i \cos \psi_i) = \sum_{i=1}^{N} A_i(\sin \varphi_i - \eta_i \sin \psi_i)$$

$$X \sum_{i=1}^{N} A_i^2(\sin \varphi_i \cos \varphi_i - \eta_i^2 \sin \psi_i \cos \psi_i) + Y \sum_{i=1}^{N} A_i^2 \ (\cos^2 \varphi_i - \eta_i^2 \cos^2 \psi_i) = \sum_{i=1}^{N} A_i(\cos \varphi_i - \eta_i \cos \varphi_i)$$

Dans ces 2 équations les coefficients de X et de Y dépendent des valeurs φ_i observées. Pour pouvoir calculer les écarts types de cette estimation de X et de Y et vérifier sa fidélité nous avons remplacé les coefficients de X et de Y par leur espérance mathématique. C'est dans cette opération que cette méthode d'estimation diffère de celle du maximum de vraisemblance.

Finalement X et Y sont obtenus en résolvant le système de 2 équations :

$$AX + BY = D$$

$$BX + CY = E$$

avec :

$$A = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} A_i^2(\lambda_i - \mu_i \cos 2 \psi_i)$$

$$B = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} A_i^2 \mu_i \sin 2 \psi_i$$

$$C = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} A_i^2(\lambda_i + \mu_i \cos 2 \psi_i)$$

$$D = \sum_{i=1}^{N} A_i(\sin \varphi_i - \eta_i \sin \psi_i)$$

$$E = \sum_{i=1}^{N} A_i(\cos \varphi_i - \eta_i \cos \psi_i)$$

$$\lambda_i = 1 - \eta_i^2 \text{ et } \mu_i = \eta_i(\cos \omega_i - \eta_i)$$

Nous avons vérifié que cette estimation de X et de Y est fidèle, c'est-à-dire que l'espérance mathématique de X ainsi calculée est égale à la vraie valeur de la composante horizontale de la polarisation, et réciproquement pour Y.

Le calcul de X et de Y a été programmé en langage symbolique FORTRAN IV pour l'ordinateur UNIVAC 1107. Dans ce calcul on utilise les valeurs du pouvoir analyseur du carbone données par Peterson [14] pour le cas où on ne sépare pas les niveaux excités de 4,43 MeV et 9,6 MeV du carbone. Nous avons ainsi obtenu à partir des 9223 évènements retenus :

$$\boxed{X = 0,000 \text{ et } Y = 0,040}$$

Le signe avec lequel est donnée chaque composante de la polarisation est conforme à la convention de Bâle [25]. Suivant cette convention, la polarisation pour des particules de spin $\frac{1}{2}$ est positive si le vecteur polarisation a même sens que le produit vectoriel $\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f$, $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$ étant les vecteurs d'onde des particules incidentes et des particules sortantes respectivement dans la diffusion qui les a polarisées.

Dans ce calcul, nous avons négligé l'influence des évènements correspondant à des particules ne provenant pas d'une diffusion sur l'hydrogène de la cible. En effet, les 100 photos prises en absence d'hydrogène représentent seulement 0,3 % du nombre de photos qu'on aurait prises en présence d'hydrogène dans un même intervalle de temps. La correction à apporter aux valeurs des 2 composantes de la polarisation mesurées est alors inférieure à 0,003. Remarquons que cette proportion de 0,3 % de photos est inférieure au rapport des taux de comptage de la "Coïncidence principale" (1 + 2) en absence et en présence d'hydrogène. Nous avons vu au chapitre (III.3) que ce rapport est de 1,7 %. La raison de cette différence est que ces particules détectées en absence d'hydrogène dans la cible sont, soit des mésons π donnant dans le compteur SC4 un signal de hauteur inférieure au seuil de la coïncidence (3 + 4), soit des protons provenant des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible (en effet, ces protons doivent être émis à un angle différent de 40,3° pour rentrer dans le spectromètre ; ils en ressortent alors en faisant un angle avec le rayon moyen du faisceau de protons dans le polarimètre, et une grande partie d'entre eux passent en dehors du compteur SC3).

CHAPITRE (IV. 3) : ESTIMATION DE L'ERREUR

Nous avons vu au chapitre (II.4) que l'erreur commise peut être décomposée en 3 erreurs partielles :

A - L'ERREUR STATISTIQUE.

Cette erreur est donnée par l'écart quadratique moyen de la distribution de Y autour de la vraie valeur. En suivant la méthode exposée dans le chapitre précédent, les 2 composantes X et Y de la polarisation sont obtenues en résolvant un système de 2 équations linéaires :

$$AX + BY = D$$

$$BX + CY = E$$

D et E dépendent seuls des valeurs de l'angle φ observées. Désignons par X_o et Y_o les vraies valeurs de ces 2 composantes de la polarisation. L'écart quadratique moyen $\sigma(X)$ de X et celui $\sigma(Y)$ de Y sont obtenus en calculant les écarts types : $\sigma^2(D)$, $\sigma^2(E)$ et $\sigma^2(ED)$. Nous avons limité ce calcul à l'ordre 0 en X_o et Y_o. Des valeurs des coefficients A, B, C, D, E on déduit :

$$\sigma(D^2) = A, \quad \sigma(E^2) = C \quad \text{et} \quad \sigma(ED) = B$$

On a alors :

$$\sigma^2(X) = \frac{C}{AC - B^2} \quad \text{et} \quad \sigma^2(Y) = \frac{A}{AC - B^2}$$

Nous avons ainsi trouvé pour les 9223 évènements retenus :

$$\boxed{\sigma(X) = 0,021 \qquad \sigma(Y) = 0,021}$$

Nous avons vérifié que le terme du 1er ordre en Y_o, dans l'expression mathématique de l'écart type $\sigma(Y)$, est très petit devant celui d'ordre 0. (Ce terme du 1er ordre est d'ailleurs rigoureusement nul pour les évènements ayant un arc capable de l'angle φ égal à 2π).

Examinons le cas particulier des évènements pour lesquels l'arc capable de l'angle φ vaut 2π, et supposons que seuls ces évènements sont retenus

dans le calcul de la polarisation. Alors les formules précédentes se simplifient :

$$A = C = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N} A_i^2$$

$$B = 0$$

On a :

$$\sigma^2(X) = \sigma^2(Y) = \frac{2}{\sum_{i=1}^{N} A_i^2} = \frac{2}{N\bar{A}^2}$$

en posant :

$$\bar{A}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} A_i^2$$

$\bar{A}$ est une mesure du pouvoir analyseur moyen du polarimètre. Nous avons obtenu pour ces évènements à arc capable de 2π :

$$\sigma(X) = \sigma(Y) = 0,027$$

Leur nombre étant de 5083, nous en avons déduit :

$$\bar{A} = 0,69$$

et :

$$\sigma(X) = \sigma(Y) = \frac{2,05}{\sqrt{N}}$$

Nous avons également calculé les écarts quadratiques moyens de X et de Y en ne retenant que les évènements à arc capable de l'angle φ inférieur à 2π. On a alors :

$$\sigma(X) = 0,035 \quad \text{et} \quad \sigma(Y) = 0,037$$

$$\sigma(X) = \frac{2,25}{\sqrt{N}} \quad \text{et} \quad \sigma(Y) = \frac{2,38}{\sqrt{N}}$$

L'écart quadratique moyen pour ces derniers évènements est un peu plus grand que celui obtenu en ne retenant que les évènements à arc capable de 2π. En effet, dans le calcul de X et de Y, le poids d'un évènement varie avec la longueur de l'arc capable. Des évènements à arcs capables distribués uniformément sur l'intervalle $(0, 2\pi)$ ont un poids moyen inférieur à celui d'un évènement à arc capable de 2π. Dans le calcul de la polarisation à partir de l'ensemble des 9223 évènements, le poids des évènements à arc capable inférieur à 2π n'est pas négligeable, ils permettent en effet d'abaisser l'écart quadratique moyen de 0,027 à 0,021.

B - L'ERREUR SUR LE POUVOIR ANALYSEUR.

Nous avons vu au chapitre (II.4) que cette erreur a 3 causes :

1/ L'incertitude avec laquelle le pouvoir analyseur A du carbone est donné dans les tables [14]. L'erreur relative sur A est ainsi de l'ordre de 5 %.

2/ L'erreur de mesure de l'angle θ de diffusion du proton dans le carbone et de l'énergie E du proton au moment de cette diffusion. Cette erreur est dûe à la diffusion multiple des protons dans le bloc de carbone. Nous avons indiqué que l'erreur relative sur A qui en résulte est :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq \frac{\overline{\theta^2}}{2\theta^2} \cdot K$$

$\sqrt{\overline{\theta^2}}$ est l'angle quadratique moyen de diffusion multiple. K est une constante.

Avec :

$$\sqrt{\overline{\theta^2}} \simeq 3°,$$

on a ainsi :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq 8\ \% \quad \text{pour} \quad \theta = 8°$$

et :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq 4\ \% \quad \text{pour} \quad \theta = 11°$$

Pour l'ensemble des angles θ observés, on peut estimer que cette erreur est de l'ordre de :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq 5\ \%$$

3/ L'erreur introduite par les évènements pour lesquels l'énergie d'excitation du noyau de carbone est de 15 MeV ou plus. Nous avons vu au chapitre (IV.1) que la proportion de ces évènements est inférieure à 6 %. Les tables de pouvoir analyseur indiquent que l'erreur absolue sur le pouvoir analyseur correspondant à ces évènements est de l'ordre de 0,1. L'erreur relative sur le pouvoir analyseur moyen de l'ensemble des évènements est alors :

$$\frac{\Delta A}{A} \simeq 0,9\ \%$$

En ajoutant quadratiquement ces 3 erreurs, on obtient une erreur relative sur A :

$$\frac{\Delta A}{A} = 7\ \%$$

En admettant la valeur trouvée de la composante Y de la polarisation : Y = 0,04, on obtient l'erreur absolue sur Y dûe à l'incertitude sur le pouvoir analyseur. Cette erreur est : 0,003.

C - L'ERREUR DE "FAUSSE ASYMETRIE".

Nous avons vu au chapitre (II.4) que d'une façon générale une erreur de "fausse asymétrie" peut être produite par une erreur sur la limite imposée à une des grandeurs caractérisant les trajectoires des protons. Par exemple, si on commet une erreur sur la limite inférieure (8°) des angles θ observables, et si cette erreur varie avec l'angle φ, il en résulte une erreur de "fausse asymétrie". Examinons les différentes causes de "fausse asymétrie" :

1/ Erreur sur les coordonnées d'un point de la trajectoire

La trajectoire d'un proton est déterminée en calculant les coordonnées de 4 points de cette trajectoire, un dans chaque chambre à étincelles. Ces coordonnées sont rapportées dans le système du laboratoire à un système d'axes trirectangulaires OXYZ (OZ est dirigé suivant le rayon moyen à la sortie du spectromètre, OX est horizontal et OY vertical). Si on fait une erreur systématique sur une coordonnée d'un de ces 4 points, il en résulte une erreur sur les grandeurs caractérisant les trajectoires. Par exemple, une erreur sur la coordonnée X produit une erreur principalement sur l'angle θ. Cette erreur sur θ change de signe suivant que $\varphi = 0$ ou que $\varphi = \pi$. L'erreur de "fausse asymétrie" qui en résulte donne une erreur sur la composante verticale Y de la polarisation.

Les causes d'erreurs sur les coordonnées X et Y sont les suivantes :

a) Erreur sur la position relative des repères gravés sur les parois des chambres. Les écarts types observés lors des repérages de leur position sont inférieurs à 0,05 mm. L'écart type de l'erreur produite sur les coordonnées d'un point est donc de l'ordre de 0,05 mm.

b) Erreur sur les repérages des chambres par rapport au laboratoire. Les écarts observés sont aussi de l'ordre de 0,05 mm pour chacune des chambres.

c) Erreur due aux aberrations de l'optique de prises de vues et de la table de projection. Pour déterminer cette erreur, nous avons photographié une règle graduée et nous avons mesuré avec l'appareil de dépouillement des photos les coordonnées des images de ses graduations sur le film. Sur une longueur totale de 1 mètre, nous avons vérifié que la coordonnée de l'image d'une graduation est une fonction homographique de l'abscisse de cette graduation sur la règle, avec une erreur ne dépassant pas 0,1 mm. On en conclut que l'erreur sur les coordonnées dûes à ces aberrations est inférieure à 0,1 mm.

d) Erreurs de pointé des photos. Ces erreurs sont faites par les personnes qui dépouillent les photos. Pour estimer ces erreurs, nous avons dépouillé 2 fois de suite un même film par des personnes différentes, et nous avons comparé les coordonnées des 4 points obtenues par ces 2 dépouillements. La figure [47] donne la distribution de la différence entre les 2 mesures d'une même coordonnée pour les 828 évènements de ce film. Le tableau (V) donne pour chacune des coordonnées X et Y des 4 points la moyenne et l'écart type pour cette différence. L'écart type est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre. La moyenne de la différence est de l'ordre de 0,1 mm. Pour diminuer les erreurs systématiques dûes aux opérateurs dépouillant les photos, nous avons fait dépouiller les 60.000 photos par un groupe de 20 opérateurs environ. En conclusion, nous estimons que l'erreur sur une coordonnée dûe aux erreurs de pointé est de l'ordre de 0,1 mm.

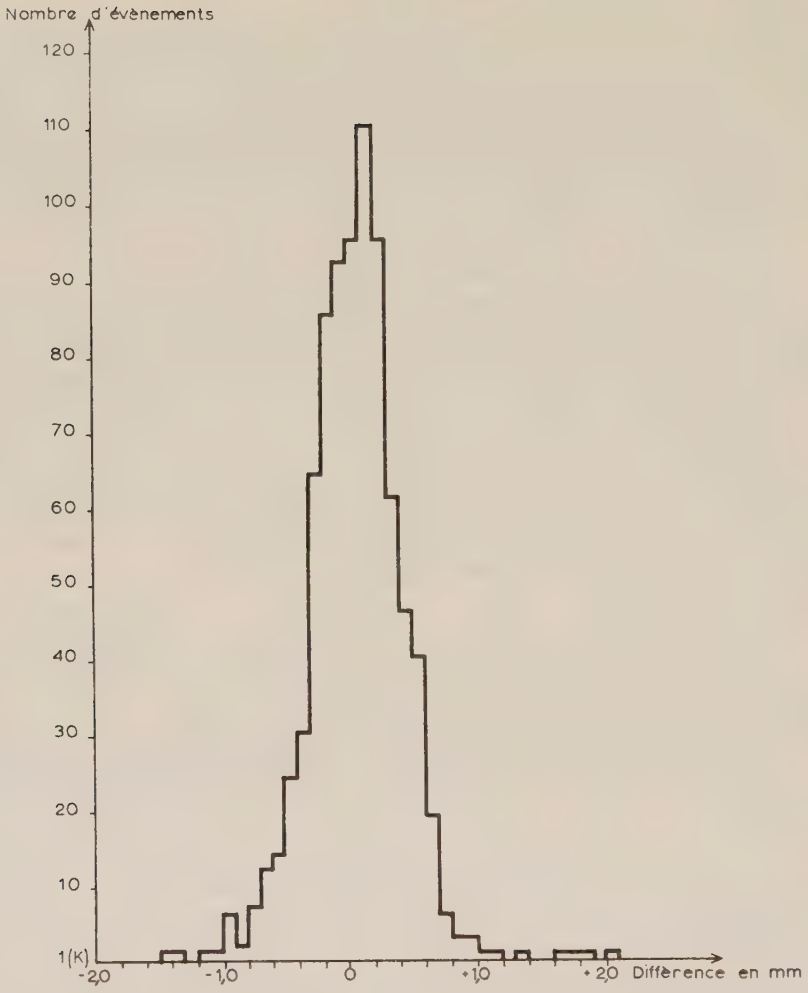


Figure 47 - Distribution de la différence entre 2 mesures de la coordonnée du point de la trajectoire dans la chambre CH2 pour 828 évènements.

e) Erreur dûe à la dilatation des parois des chambres. Rappelons que nous avons appliqué une correction seulement pour la dilatation des parois de la grande chambre CH4. Pour des variations de température ne dépassant pas 10°C, l'erreur dûe à la dilatation des petites chambres et du bâti métallique supportant les 4 chambres est de l'ordre de 0,1 mm.

Ces 5 causes d'erreur sur chaque coordonnée X et Y sont indépendantes. L'erreur totale est obtenue en ajoutant quadratiquement chacune de ces 5 erreurs. On obtient ainsi une erreur totale de l'ordre de 0,2 mm.

Enfin l'erreur sur la coordonnée Z de chacun des 4 points est dûe principalement à l'erreur de positionnement des chambres. Cette erreur est de l'ordre de 5 mm.

Pour calculer l'erreur qui en résulte sur la valeur de la polarisation, nous avons calculé cette polarisation en déplaçant l'une des chambres parallèlement à l'axe OX ou à l'axe OZ. Le tableau (VI) donne ainsi la variation de la composante Y de la polarisation pour un déplacement de 0,2 mm suivant OX et de 5 mm suivant OZ. Un déplacement suivant OY d'une chambre produit évidemment une variation nulle de la composante Y de la polarisation.

Tableau V

Moyenne et écart type de la différence des coordonnées X et Y obtenues par 2 dépouillements successifs.

Chambre	X		Y	
	moyenne	écart	moyenne	écart
CH1	0,06 mm	0,35 mm	0,24 mm	0,36 mm
CH2	0,11	0,31	0,06	0,36
CH3	0,11	0,73	0,15	0,78
CH4	- 0,05	0,74	0,05	0,70

Tableau VI

Variation de la composante Y de la polarisation pour un déplacement d'une chambre à étincelles suivant OX = ΔX = 0,2 mm et suivant OZ = ΔZ = 5 mm

Chambre déplacée	Variation de Y pour un déplacement	
	ΔX	ΔZ
CH1	+ 0,007	- 0,003
CH2	- 0,009	0,000
CH3	- 0,006	+ 0,001
CH4	+ 0,006	- 0,002

En ajoutant quadratiquement ces erreurs sur les coordonnées des 4 points, on obtient une erreur totale de 0,0146 sur la composante Y de la polarisation. Un calcul analogue donne une erreur semblable pour la composante X.

2/ Erreur sur la position des 3 compteurs fictifs.

Une erreur de "fausse asymétrie" peut être commise si, par exemple, la surface utile du compteur fictif CF2 ne recouvre pas totalement la surface utile du compteur d'anticoïncidence SC5 (figure [48]). En effet, aucun évènement ne correspond au passage d'un proton à l'intérieur de la portion du

compteur SC5 située en dehors du compteur fictif CF2, car un tel évènement se trouve éliminé par le fonctionnement de l'anticoïncidence. Il peut arriver que, pour certaines valeurs de l'angle φ, la trajectoire d'un proton passe dans cette portion du compteur SC5. Il en résulte donc une erreur sur les valeurs possibles de l'angle φ, et par conséquent, une erreur de "fausse asymétrie". Un raisonnement analogue peut être fait pour les deux autres compteurs fictifs CF1 et CF3.

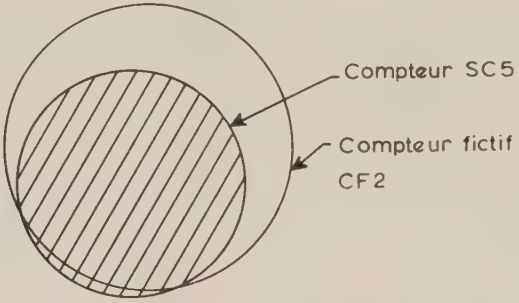


Figure 48 - Schéma d'un compteur fictif CF2 ne recouvrant pas totalement le compteur SC5.

D'une part, la position des compteurs SC4 et SC5 n'est pas connue à mieux que 5 mm près environ. D'autre part le diamètre d'un compteur fictif ne doit pas être très différent du diamètre du compteur réel qu'il remplace, afin de ne pas avoir trop de photos à éliminer parce que la trajectoire du proton passe entre ces deux compteurs. En effet, ces photos doivent être mesurées inutilement, et ceci augmente le temps de dépouillement des photos. Pour pouvoir positionner correctement les compteurs fictifs, il est donc nécessaire de déterminer avec plus de précision la position des compteurs SC4 et SC5.

Pour cela, nous avons établi dans le plan de chacun de ces deux compteurs une carte de la position des protons ayant déclenché les chambres à étincelles (figures [49], [50]). Cette carte permet de localiser ces deux compteurs à 3 ou 4 mm près. Nous avons alors fixé la position et le diamètre de chaque compteur fictif de manière à avoir une marge de 5 mm entre un compteur fictif et le compteur réel qu'il remplace.

Enfin nous avons étudié la variation de la polarisation en fonction du déplacement d'un compteur fictif. Par exemple, nous avons remplacé le compteur fictif CF2 par un autre de dimension variable, mais tangent au premier en un point situé sur l'axe OX. La figure [51] donne la variation de la composante Y de la polarisation en fonction du diamètre de ce compteur fictif. Tant que le diamètre est tel que le compteur fictif recouvre complètement le compteur réel SC5, on n'observe pas de variation de la polarisation autre qu'une légère variation statistique. Mais dès que le diamètre est suffisamment petit pour que le recouvrement ne soit pas total, on note une variation importante de la polarisation. Cette variation augmente quand le diamètre de CF2 diminue. Cette variation est dûe à l'erreur de "fausse asymétrie" créée. On observe aussi que le nombre d'évènements retenus dans le calcul de la polarisation augmente quand le diamètre de CF2 diminue. Cette variation est due aux protons dont la trajectoire passe entre CF2 et SC5. Mais dès que

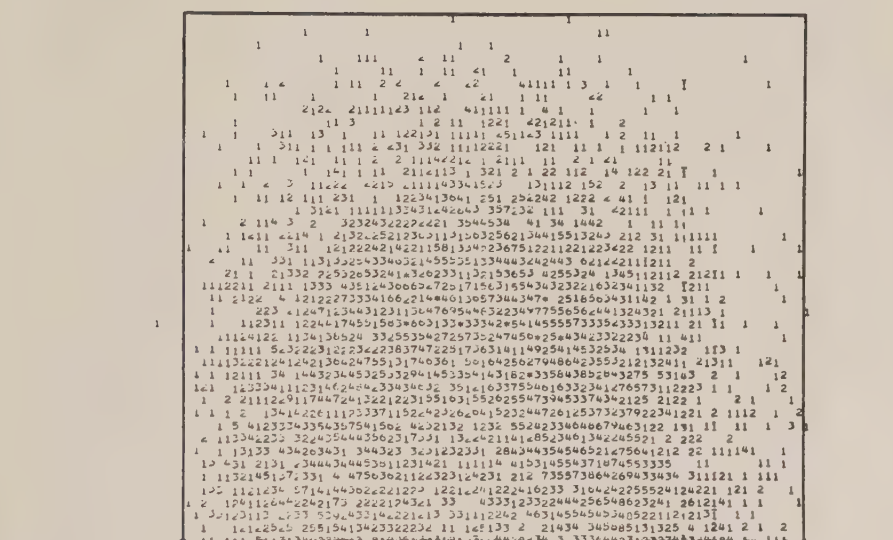


Figure 49 - Carte des évènements dans le compteur SC4. (Chaque chiffre indique le nombre d'évènements dans un carré de 2 mm. de côté).

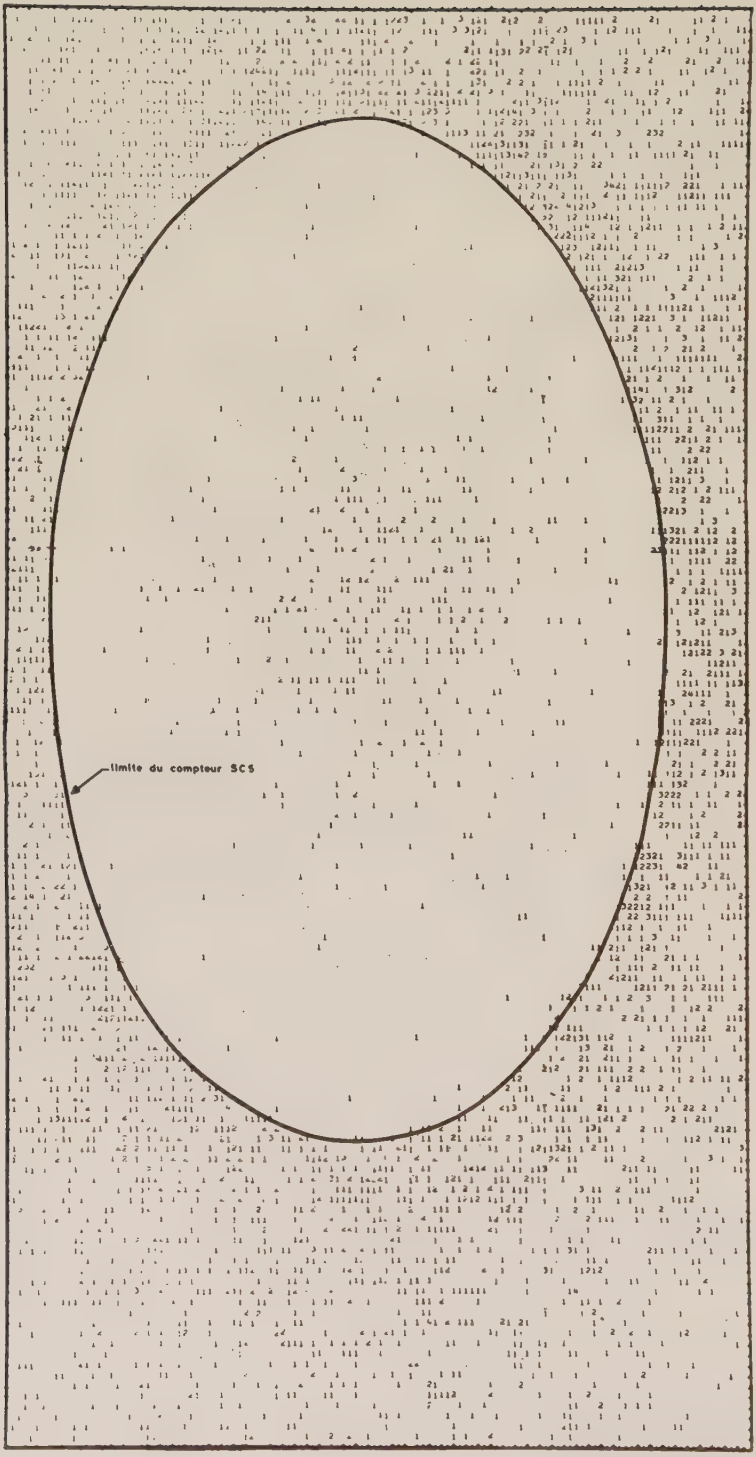


Figure 50 - Carte des évènements autour du compteur SC5. (Chaque chiffre indique le nombre d'évènements dans un carré de 2 mm. de côté).

CF2 ne recouvre plus complètement SC5, le nombre d'évènements retenus n'augmente plus.

Cette étude nous a permis de vérifier que l'erreur de "fausse asymétrie" produite par la position des compteurs fictifs est inférieure à 0,003.

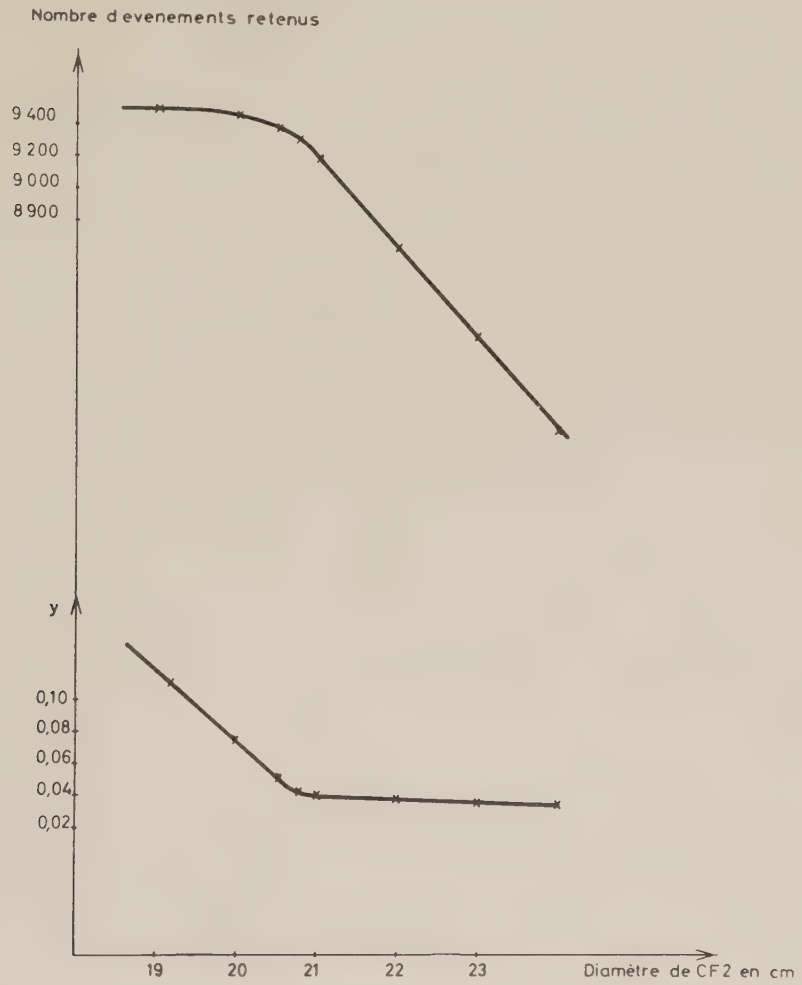


Figure 51 - Variation de la composante Y de la polarisation et du nombre d'évènements retenus en fonction du diamètre de CF2.

3/ Erreur dûe à l'inefficacité du compteur SC4.

Nous avons vu au chapitre (III.1) que l'efficacité de ce compteur est supérieure à 0,997. D'autre part, nous avons vérifié en permanence pendant la prise des données cette efficacité. Nous estimons donc que l'erreur de "fausse asymétrie" produite par une inefficacité éventuelle du compteur SC4 est inférieure à 0,006.

4/ Erreur dûe à l'inefficacité du 4ème intervalle de la grande chambre.

Dans le chapitre (IV.1) nous avons indiqué qu'on a éliminé les photos

pour lesquelles la trace dans la grande chambre s'arrête avant le 4ème intervalle de cette chambre. Un défaut d'efficacité de cet intervalle peut alors introduire une erreur de "fausse asymétrie".

Nous avons étudié l'efficacité de cet intervalle sur les photos pour lesquelles la trace dans la grande chambre s'arrête après le 4ème intervalle. Nous avons ainsi trouvé pour cet intervalle une inefficacité de 1,7 % ± 0,1 %. Nous avons ensuite établi une carte donnant la distribution géographique des traces dans la grande chambre qui n'ont pas d'étincelle dans le 4ème intervalle (figure [53]). Cette carte montre que cette inefficacité est approximativement symétrique par rapport au plan vertical contenant le rayon moyen du faisceau de protons. Plus précisément, l'asymétrie par rapport à ce plan des traces n'ayant pas d'étincelles dans le 4ème intervalle est : - 0,060 ± 0,082. Sachant que la polarisation Y est 0,040 ± 0,021, on déduit qu'on devrait trouver une asymétrie de - 0,088 ± 0,084 avec un pouvoir analyseur moyen de 0,7. Dans ces conditions, l'asymétrie dûe à l'inefficacité du 4ème intervalle est - 0,0015 ± 0,0014. Sachant que 8 % des évènements retenus dans le calcul de la polarisation s'arrêtent dans cet intervalle, la correction à apporter à la valeur de la polarisation Y pour tenir compte de cette inefficacité est : - 0,0002 ± 0,0002. Nous avons négligé cette correction et l'erreur ainsi produite est négligeable devant les autres erreurs.

La carte que nous avons établie montre que cette correction est plus grande pour la composante X de la polarisation : - 0,001 ± 0,0002. Nous avons aussi négligé cette correction et l'erreur introduite est : - 0,001.

5/ Erreur dûe à la sélection des photos.

Une erreur de "fausse asymétrie" pourrait être produite par une asymétrie de la sélection des photos au moment du dépouillement. Pour réduire cette possibilité d'erreur nous avons fait sélectionner deux fois toutes les photos par des personnes différentes. Nous estimons alors que l'erreur, dûe au jugement des opérateurs dans la sélection des photos, est inférieure à 0,001.

Nous avons vu aussi qu'on élimine les photos pour lesquelles la trace dans la chambre CH3 comprend moins de 3 étincelles. Si la probabilité d'un tel évènement n'est pas symétrique par rapport au plan vertical contenant le rayon moyen du faisceau de protons, il en résulte une erreur de "fausse asymétrie". Nous avons trouvé que la probabilité d'un tel évènement est 0,003. En admettant une asymétrie de cette probabilité inférieure à 0,5, l'erreur de "fausse asymétrie" est inférieur à 0,003.

6/ Erreur dûe aux éliminations des évènements ayant un angle $\Delta\alpha$ trop grand.

Pour réduire une erreur de "fausse asymétrie" dûe à ces éliminations, nous avons dépouillé deux fois les évènements ainsi éliminés. Nous estimons alors que cette erreur est inférieure à 0,002.

Le tableau (VII) résume les valeurs estimées des différentes erreurs de "fausse asymétrie". En ajoutant quadratiquement ces différentes erreurs, nous avons obtenu l'erreur de "fausse asymétrie" globale : 0,0165 pour la composante Y de la polarisation. De même cette erreur calculée par la composante X est : 0,018.

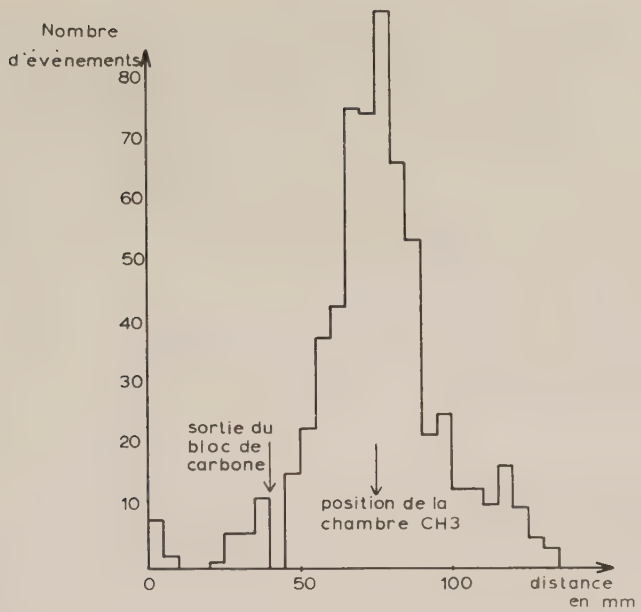


Figure 52 - Distribution du point de diffusion pour les évènements ayant un angle $\Delta\alpha$ trop grand dans la chambre CH3.

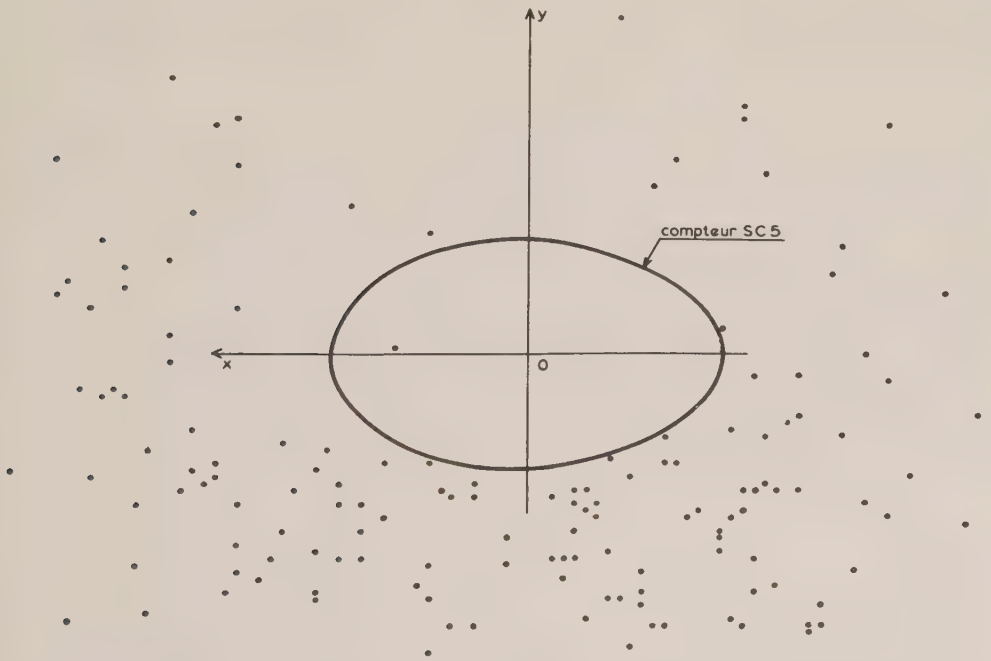


Figure 53 - Carte des traces dans la grande chambre CH4 qui n'ont pas d'étincelle dans le 4ème intervalle (l'axe OX est horizontal, l'axe OY est vertical et dirigé vers le haut). L'échelle des longueurs OX est plus grande que celle suivant OY.

Tableau VII

Résumé des erreurs de "fausse asymétrie" sur la composante Y de la polarisation.

Erreur sur les coordonnées des 4 points de la trajectoire :	0,015
Erreur sur la position des compteurs fictifs :	0,003
Erreur dûe à l'inefficacité du compteur SC4 :	0,006
Erreur dûe à la sélection des photos :	0,001
Erreur dûe à l'inefficacité de la chambre CH3 :	0,003
Erreur dûe à l'élimination des évènements ayant un angle $\Delta\alpha$ trop grand :	0,002

D - L'ERREUR GLOBALE.

Résumons les 3 types d'erreurs examinées précédemment :

- Erreur statistique : 0,021
- Erreur dûe à l'incertitude sur le pouvoir analyseur : 0,003
- Erreur de "fausse asymétrie" : 0,0165

A ces erreurs on doit ajouter une autre erreur introduite en négligeant certaines corrections à apporter à la valeur de la composante Y de la polarisation. Ces corrections sont dues à la présence dans le faisceau de protons détectés de quelques particules ne provenant pas d'une diffusion élastique électron-proton. Ces particules parasites comprennent :

a) Des particules ne provenant pas de l'hydrogène de la cible. Nous avons vu au chapitre (IV.2) que la proportion de ces particules est obtenue en mesurant le taux de comptage de l'anticoïncidence (1 + 2 + 3 + 4 - 5) en absence d'hydrogène dans la cible. Cette proportion est de 0,3 % ± 0,07 %.

b) Des protons de recul dans la diffusion Compton sur l'hydrogène : $\gamma + p \longrightarrow \gamma + p$. Nous avons vu dans le chapitre (III.3) que la proportion de ces protons est inférieure à 0,15 %.

c) Des protons provenant des réactions de photoproduction et d'électroproduction d'un méson π° sur l'hydrogène. Dans le chapitre (III.3) nous avons estimé que la proportion de ces protons est de 0,1 % environ.

d) Des protons appelés "fantômes". Ces protons peuvent provenir des 2 réactions successives :

$$\gamma + p \longrightarrow \pi^+ + n$$

$$\pi^+ + p \longrightarrow \pi^+ + p$$

Un tel processus double a déjà été observé dans d'autres expériences [26]. Ces protons sont observables uniquement en présence d'hydrogène dans la cible, et leur spectre en énergie est continu. On peut donc estimer leur nombre en comparant les taux de comptage de la "coïncidence principale" en présence et en absence d'hydrogène, la bande d'énergie sélectionnée par la

compteur SC1 étant supérieure à celle du pic élastique. Nous avons ainsi trouvé que cette proportion de protons "fantômes" est inférieure à 0,5 %.

Ne connaissant pas la polarisation de ces particules parasites qui contaminent le faisceau de protons, nous ne pouvons pas en déduire les corrections à apporter à la composante Y de la polarisation. Nous avons alors ajouté quadratiquement les erreurs ainsi produites. On obtient ainsi une erreur de 0,006.

En ajoutant quadratiquement cette erreur et les 3 erreurs examinées précédemment, on obtient l'erreur globale : 0,027 sur la composante Y de la polarisation.

Le même calcul effectué pour la composante X de la polarisation donne une erreur globale de 0,028.

E - TESTS DU χ^2.

Nous avons effectué un certain nombre de tests pour vérifier que les erreurs ont été estimées correctement. Ce sont des tests du χ^2 obtenus en divisant les 9223 évènements retenus en plusieurs groupes suivant la valeur d'une grandeur caractérisant la trajectoire d'un proton. Par exemple, nous avons divisé les angles θ de diffusion sur le carbone en 11 intervalles égaux de largeur : 2°. En classant dans un même groupe les évènements dont l'angle θ appartient à un même intervalle, on obtient 11 groupes d'évènements. Pour chacun de ces groupes, on a calculé la polarisation et l'erreur statistique correspondante. Nous avons alors vérifié que l'hypothèse d'une polarisation constante en fonction de θ est statistiquement valable. Pour cela, nous avons calculé :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{11} \frac{Y_i - Y^2}{\sigma_i}$$

Y_i et σ_i étant respectivement la polarisation et l'erreur statistique pour le $i^{ème}$ groupe. Seuls les groupes comportant plus de 50 évènements sont utilisés dans le calcul de χ^2.

Le tableau (VIII) donne la valeur de χ^2 et la probabilité d'avoir un χ^2 supérieur pour chacune des manières de diviser les 9223 évènements. On a ainsi divisé ces évènements suivant les valeurs de :

a) la longueur de la perpendiculaire commune ρ aux trajectoires d'un proton avant et après le bloc de carbone.

b) l'énergie W qu'aurait eu le proton s'il avait été émis dans la diffusion élastique électron-proton à un angle de 40,3° exactement (W est mesurée dans le plan focal "avec compensation" du spectromètre).

c) l'angle θ de diffusion dans le carbone.

d) l'abscisse Z du point de diffusion dans le bloc de carbone.

e) l'énergie d'excitation ΔE du noyau de carbone diffuseur après la diffusion.

f) la longueur de l'arc capable : $\varphi_1 - \varphi_2$.

g) le numéro de chaque film de photos.

h) le numéro de l'intervalle de la grande chambre CH4 qui précède la plaque dans laquelle s'arrête le proton (intervalle d'arrêt).

i) le numéro de l'opérateur ayant dépouillé des photos (chaque opérateur porte un numéro distinctif).

Le tableau (VIII) indique pour chacune de ces divisions le nombre de degrés de liberté associé à chaque valeur de χ^2. Ce nombre de degrés de liberté est égal au nombre de groupes de plus de 50 évènements moins un.

Tableau VIII

Tables des valeurs de la fonction χ^2

Grandeur	Composante X χ^2_x	$P(\chi^2 > \chi^2_x)$	Composante Y χ^2_y	$P(\chi^2 > \chi^2_y)$	Nombre de degrés de liberté
ρ	10,78	0,45	13,90	0,18	10
W	6,32	0,60	4,38	0,85	8
θ	10,62	0,10	6,14	0,40	6
Abscisse Z du point de diffusion	0,72	0,95	4,95	0,25	4
ΔE	42,2	7.10^{-10}	5,92	0,05	2
$\varphi_1 - \varphi_2$	0,95	0,30	5,45	0,02	1
Opérateur dépouillant des photos	21,65	0,50	13,65	0,92	22
Film	32,64	0,32	25,12	0,70	30
Intervalle d'arrêt	56,01	2.10^{-11}	89,30	2.10^{-18}	4

χ^2 = fonction de χ^2 pour la composante X de la polarisation
χ^{2x}_y = fonction de χ^2 pour la composante Y de la polarisation
$P(\chi^2 > \chi^2_x)$ = Probabilité d'observer une valeur de χ^2 supérieure à χ^2_x pour un nombre de degrés de liberté égal à celui indiqué dans la dernière colonne.

Les χ^2 correspondant à une division suivant l'énergie d'excitation ΔE ou suivant l'intervalle d'arrêt dans la grande chambre ont une probabilité très faible d'observer une valeur de χ^2 supérieure. Nous avons vu au chapitre (IV.1) que ceci est dû à l'inefficacité des intervalles de la grande chambre. Comme nous n'avons pas imposé de limites aux énergies d'excitation ΔE permises, il n'en résulte pas d'erreur systématique sur la valeur de la polarisation calculée pour l'ensemble des évènements.

Les autres χ^2 obtenus ont une probabilité supérieure à 0,10, sauf le χ^2 relatif à la composante Y de la polarisation et correspondant à une division des évènements en 2 groupes : le 1er comprenant les 5083 évènements à arc

capable de l'angle φ égal à 2π, le 2ème comprenant les 4140 évènements à arc capable inférieur à 2π. La composante Y calculée pour le 1er groupe est :

$$Y_1 = 0,003 \pm 0,027$$

et celle pour le 2ème groupe est :

$$Y_2 = 0,110 \pm 0,037$$

La valeur de χ^2 calculée pour ces 2 groupes est : 5,45 avec un seul degré de liberté. La possibilité d'observer une valeur supérieure de χ^2 est seulement de 0,02.

Nous nous sommes posés la question de savoir si cette valeur de χ^2 très peu probable est dûe à un accident statistique ou à une erreur systématique importante dans la mesure de la composante Y de la polarisation.

En excluant les χ^2 calculés pour une division des évènements suivant l'énergie d'excitation ΔE ou l'intervalle d'arrêt dans la grande chambre, pour lesquels nous savons qu'il y a une erreur systématique, il reste 14 χ^2 calculés. Il y a une probabilité non négligeable d'obtenir au moins une valeur de χ^2 qui soit très peu probable. Plus précisément soit q la probabilité d'obtenir parmi les 14 χ^2 au moins une valeur de χ^2 telle que la probabilité d'observer une valeur de χ^2 supérieure soit inférieure à un nombre p fixé à l'avance. Alors on a :

$$q = 1 - (1 - p)^{14}$$

Si on choisit $p = 0,02$ on obtient : $q = 0,25$.

Ce calcul n'est pas absolument rigoureux car tous les χ^2 ne sont pas complètement indépendants. Néanmoins, on en conclut qu'il y a une probabilité importante pour que cette différence entre ces 2 groupes d'évènements soit un simple accident statistique. Toutefois ceci ne permet pas d'exclure la possibilité d'une erreur systématique. Aussi nous avons fait un certain nombre de tests supplémentaires pour examiner cette possibilité :

a) Cette différence entre les 2 groupes d'évènements à arc capable de l'angle φ égal à 2π et inférieur à 2π respectivement, pourrait être dûe à une fausse asymétrie" produite par un mauvais positionnement des compteurs fictifs CF1 et CF2. Les évènements à arc capable inférieur à 2π sont en effet plus sensibles que les autres a une telle "fausse asymétrie". Nous avons calculé la polarisation pour ces 2 groupes d'évènements en faisant varier le rayon de CF1 et CF2 de $\pm$ 5 mm. Alors on n'observe pas de variation sensible de la polarisation.

Nous avons aussi calculé la polarisation pour les évènements dont l'arc capable est limité par CF1 et pour ceux dont l'arc capable est limité par CF2. Nous avons trouvé que ces 2 groupes d'évènements ont approximativement la même polarisation.

La distance entre la trajectoire d'un proton après diffusion sur le carbone et le bord du compteur CF1 ou CF2 varie en fonction de l'angle azimutal φ et cette distance passe par un minimum quand on fait varier φ. Les évènements pour lesquels cette distance minimum est voisine de 0 sont les plus sensibles à une "fausse asymétrie" dûe à un mauvais positionnement de ces

compteurs. Nous avons donc calculé la polarisation des évènements pour lesquels cette distance minimum est inférieure à 1 cm. Nous avons ainsi trouvé une polarisation voisine de 0,040.

Ces tests associés à ceux dont nous avons parlé au chapitre (IV.3), paragraphe C, 2° nous permettent de considérer qu'un mauvais positionnement de CF1 ou CF2 est très improbable.

b) Cette différence pourrait aussi être dûe à une erreur systématique sur la coordonnée X d'un point de la trajectoire mesurée dans une chambre à étincelles, si les évènements à arc capable inférieur à 2π étaient plus sensibles à une telle erreur. Nous avons donc calculé la variation de la polarisation de ces évènements obtenue en déplaçant artificiellement une chambre à étincelles de 2 mm dans la direction de l'axe OX. Nous avons ainsi trouvé que la variation de la polarisation est approximativement la même que celle observée pour les évènements à arc capable de 2π. Ceci exclut donc cette possibilité d'explication.

Les autres causes d'erreur de "fausse asymétrie" que nous avons envisagées dans le chapitre (IV.3) paragraphe C, affectent pareillement les évènements à arc capable de 2π et les évènements à arc capable inférieur. Elles ne permettent donc pas d'expliquer une différence de la polarisation calculée de ces 2 groupes d'évènements.

En conclusion, nous pouvons dire qu'il est très peu probable que cette différence soit dûe à une erreur systématique.

CONCLUSION

Nous avons mesuré 2 composantes de la polarisation des protons de recul dans la diffusion élastique par des électrons de 950 MeV. La valeur obtenue pour la composante Y de la polarisation perpendiculaire au plan de la diffusion électron-proton est :

$$\underline{Y = 0,040}$$

avec une erreur estimée de $\underline{0,027}$. Cette erreur peut être considérée comme l'écart type de la distribution de la valeur mesurée Y autour de la vraie valeur inconnue. Si on admet que cette vraie valeur est 0, alors l'écart de la valeur que nous avons obtenue est égal à 1,5 fois l'écart type de cette distribution. La probabilité d'obtenir un écart encore plus grand que celui-ci est de 0,135. Vu l'importance de cette probabilité, nous pouvons affirmer que la valeur obtenue pour Y est compatible avec une valeur nulle. Le signe de la valeur obtenue pour la composante Y est conforme à la convention de Bâle [25].

La valeur obtenue pour la composante X de la polarisation parallèle au plan de la diffusion électron-proton est :

$$\underline{X = 0,000}$$

avec une erreur estimée de 0,028. Ce résultat est évidemment compatible avec une valeur nulle attendue par suite de la conservation de l'opération parité dans les intéractions électromagnétiques. Cet accord nous permet simplement d'avoir une certaine confiance dans le bon fonctionnement de notre appareillage.

La valeur obtenue pour la composante Y montre que la partie imaginaire de l'amplitude d'échange de 2 photons virtuels dans la diffusion élastique est très faible. Ceci confirme les prédictions théoriques de Guérin et Piketty [8] pour des énergies ne dépassant pas I GeV. Enfin ce résultat est à rapprocher de celui de Browman, Liu et Schaerf [6] qui ont obtenu une valeur très faible pour la partie réelle de cette amplitude.

Du point de vue expérimental, ce travail nous a permis de mettre au point un polarimètre pour mesurer avec précision la polarisation transverse d'un faisceau de protons ayant une énergie de quelques centaines de MeV. Néanmoins, si la polarisation de ce faisceau est importante, la précision de cette mesure est limitée par la précision avec laquelle est connu le pouvoir analyseur du polarimètre. Nous avons vu que dans notre cas, cette précision

est de 7 % environ. On peut donc dire que ce polarimètre permet une mesure absolue de polarisation avec une erreur inférieure à 0,10. Effectivement, ce polarimètre est actuellement utilisé dans ce laboratoire pour mesurer la polarisation transverse des protons émis dans la réaction de photoproduction du méson π^o.

$$\gamma + p \longrightarrow p + \pi^o$$

dans la région de la 2ème résonance pion-nucléon à 1512 MeV.

BIBLIOGRAPHIE

[1] M.N. ROSENBLUTH - Phys. Rev. *79*, 615 (1950).

[2] M. GOURDIN et A. MARTIN - Prepint (CERN).

[3] D. FLAMM et W. KUMMER - Nuovo Cimento *28*, 33 (1963).

[4] D. AITKEN, R. HOFSTADTER, E.B. HUGHES, T. JANSENSS et M.R. YEARIAN - International Conference on High Energy Physics et CERN (1962), page 185.

[5] D. YOUNT and J. PINE - Phys. Rev. *128*, 1842 (1962).

[6] A. BROWMAN, F. LIU and C. SCHAERF - Phys. Rev. Letters *12*, 183 (1964).

[7] S.D. DRELL and M. RUDERMAN - Phys. Rev. *106*, 561 (1957).

S.D. DRELL and S. FUBINI - Phys. Rev. *113*, 741 (1959)

N.R. WERTHAMER and M. RUDERMAN - Phys. Rev. *123*, 1005 (1961).

[8] F. GUERIN and C.A. PIKETTY - Nuovo Cimento *32*, 971 (1964).

[9] M. GOURDIN and P. SALIN - Nuovo Cimento *27*, 193 (1963).

[10] R. QUERZOLI, G. SALVINI and A. SILVERMAN - Nuovo Cimento *19*, 53 (1961).

[11] L'Onde Electrique n° 435 (Juin 1963).

[12] B. MILMAN - L'Onde Electrique n° 421 (Avril 1962).

[13] J.K. WALKER, J.P. BURQ et V. ROUND - Nucl. Instr. and Meth. *22*, 138 (1963).

[14] V.Z. PETERSON - Rapport UCRL 10622 (1963).

[15] SPARK CHAMBER SYMPOSIUM - Rev. Scient. Instr. *32*, 480 (1961).

[16] P.C. STEIN - Phys. Rev. Letters *2*, 473 (1959).

P. HILLMAN, A. JOHANSON and H. TYREN - Nucl. Phys. *4*, 648 (1957).

[17] R.D. EANDI - Rapport UCRL 10629 (1963).

[18] A. BARNA, J. MARSHALL and M. SANDS - Nucl. Instr. and Meth. *7*, 124 (1960).

[19] M.L. GOOD - Rapport UCID 29 (1955) ; voir aussi : Annual Review of Nuclear Science *10*, 142 (1960).

[20] J. SCHWINGER - Phys. Rev. *76*, 790 (1949).

L.I. SCHIFF - Phys. Rev. *87*, 750 (1952).

[21] R.F. STIENING, E. LOH and M. DEUTSCH - Phys. Rev. Letters *10*, 536 (1963).

[22] J.W. De WIRE, H.E. JACKSON, R. LITTAUER - Phys. Rev. *110*, 1208 (1958).

P.C. STEIN and K.C. ROGERS - Phys. Rev. *110*, 1209 (1958).

[23] G.W. TAUTFEST and H.R. FECHTER - Rev. Scient. Instr. *26*, 229 (1955).

P. ROY - Thèse de 3ème Cycle.

[24] F. BUMILLER, M. CROISSIAUX, E. DALLY et R. HOFSTADTER - Phys. Rev. *124*, 1623 (1961).

[25] Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of nucleons à Bâle (1960).

[26] G. BELLETINI, C. BEMPORAD, P.L. BRACCINI, L. FOA et E.H. BELLAMY - Nuovo Cimento *29*, 1195 (1963).

D. DRICKEY - Thèse (Stanford).

TABLE DES FIGURES

Pages

[1] Diagramme de Feynman du 1er ordre 8

[2] Diagramme de Feynman du 2ème ordre à 2 photons virtuels . 8

[3] Plan d'ensemble de l'accélérateur 14

[4] Schéma du système de déviation magnétique à I GeV 15

[5] Cryostat d'hydrogène liquide 16

[6] Coupe horizontale de l'appendice 17

[7] Schéma des trajectoires des protons dans un plan horizontal et dans un plan vertical 21

[8] Figure montrant l'existence d'un plan focal "avec compensation" 22

[9] Convergence d'un faisceau de rayons parallèles 23

[10] Fente d'entrée du spectromètre 25

[11] Spectre des protons de recul 26

[12] Schéma d'une chambre à étincelles 31

[13] Schéma du polarimètre 32

[14] Trajectoire (I) et (II) d'un proton 32

[15] Schéma d'un polarimètre à compteurs 35

[16] Schéma d'une petite chambre à étincelles 38

[17] Schéma des plaques de la grande chambre CH4 39

[18] Coupe d'une paroi prismatique de la grande chambre CH4 ... 39

[19] Schéma du circuit de déclenchement d'une chambre à étincelles 40

[20] Circuit de déclenchement de thyratron 42

[21] Plan des compteurs SC1, SC2, SC3, SC4 43

[22] Schéma du compteur échelle $\dot{E}_1$ E_2 E_3 44

[23] Schéma du compteur SC5 45

[24] Diagramme logique des circuits électroniques associés aux compteurs 46

[25] Exemple d'un cliché des chambres à étincelles 47

Pages

[25 bis] Dessin du cliché de la Figure 25 48
[26] Spectres des signaux des compteurs SC1 et SC3 52
[27] Spectre des signaux des compteurs SC5 et E_1 53
[28] Spectres des signaux des compteurs SC2 et SC4 54
[29] Courbe de retard pour la "Coïncidence principale" 55
[30] Blindage autour de la cible 59
[31] Blindage dans le spectromètre 59
[32] Blindage autour du polarimètre 60
[33] Distribution du faisceau de protons au niveau du compteur SC5 65
[34] Schéma de l'arc capable pour une trajectoire de protons 66
[35] Schéma des repères gravés sur les parois d'une chambre à étincelles 68
[36] Schéma des visées au théodolite 69
[37] Distribution de l'énergie d'excitation ΔE 74
[38] Distribution de l'énergie d'excitation ΔE pour des protons s'arrêtant avant le 4ème intervalle de la grande chambre 75
[39] Schéma du système de coordonnées 77
[40] Schéma de la table de projection 79
[41] Distribution d'un angle $\Delta\alpha$ 82
[42] Distribution de la longueur ρ 83
[43] Distribution de l'énergie W 85
[44] Distribution de l'angle θ 85
[45] Distribution du point de diffusion 86
[46] Schéma des 3 compteurs fictifs 86
[47] Distribution de la différence entre 2 mesures de la coordonnée X 94
[48] Schéma d'un compteur fictif CF2 ne recouvrant pas SC5 96
[49] Carte des évènements dans le compteur SC4 97
[50] Carte des évènements autour du compteur SC5 98
[51] Variation de la composante Y de la polarisation en fonction du diamètre de CF2 99
[52] Distribution du point de diffusion pour les évènements ayant un angle $\Delta\alpha$ trop grand 101
[53] Carte des traces dans la grande chambre qui n'ont pas d'étincelle dans le 4ème intervalle 101

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
REMERCIEMENTS	3
RESUME	5
PREMIERE PARTIE : INTRODUCTION	7
DEUXIEME PARTIE : APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	13
Chapitre (II.1) : l'accélérateur	13
Chapitre (II.2) : la cible d'hydrogène liquide	16
Chapitre (II.3) : le spectromètre	18
Chapitre (II.4) : le polarimètre	27
TROISIEME PARTIE : FONCTIONNEMENT DE L'APPAREILLAGE ET PRISE DES DONNEES	51
Chapitre (III.1) : fonctionnement des compteurs	51
Chapitre (III.2) : fonctionnement des chambres à étincelles .	57
Chapitre (III.3) : étudé du faisceau de protons	62
Chapitre (III.4) : repérages géométriques	67
Chapitre (III.5) : la prise des données	70
QUATRIEME PARTIE : DEPOUILLEMENT DES PHOTOS ET CALCUL DE LA POLARISATION	73
Chapitre (IV.1) : dépouillement des photos	73
Chapitre (IV.2) : calcul de la polarisation	81
Chapitre (IV.3) : estimation de l'erreur	90
CONCLUSION	107

Pages

BIBLIOGRAPHIE 109

TABLE DES FIGURES 111

TABLE DES MATIERES 113

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DE LA NON-CONSERVATION (REELLE OU APPARENTE) DE PC DANS LA DESINTEGRATION DE K° ET DE $\overline{K}^\circ$".

Vu et approuvé :
Paris, le 12 janvier 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 324
1965